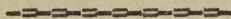


LABORATOIRE DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE
SUPÉRIEURE



T H E S E S
présentées
à la FACULTE DES SCIENCES
pour Obtenir
le titre de Docteur-Ingénieur
par

Didier LEBOUTEILLER
Ingénieur E.F.R. E.N.S. P.M



1 ère Thèse : SOURCE DE LUMIERE POUR MAGNETOMETRE A POMPAGE OPTIQUE.

2 ème Thèse : PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le : 23 Avril 1967 devant la Commission d'Examen

: Président
: Examineurs
:

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE Titre DE DOCTEUR — INGÉNIEUR

PAR

LEBOUTEILLER Didier

1^{re} THESE. — " Source de lumière pour magnétomètre à pompage optique."

2^e THESE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

" Absorption par la vapeur d'eau dans le domaine submillimétrique."

Soutenues le

devant la Commission d'examen.

MM. ROCARD *Président.*

BAURAND
COHEN TANNODJI } *Examineurs.*

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

" Absorption par la vapeur d'eau dans le domaine submillimétrique."

Vu et approuvé :

Paris, le ** octobre 1967

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Marc. ZAMANSKY

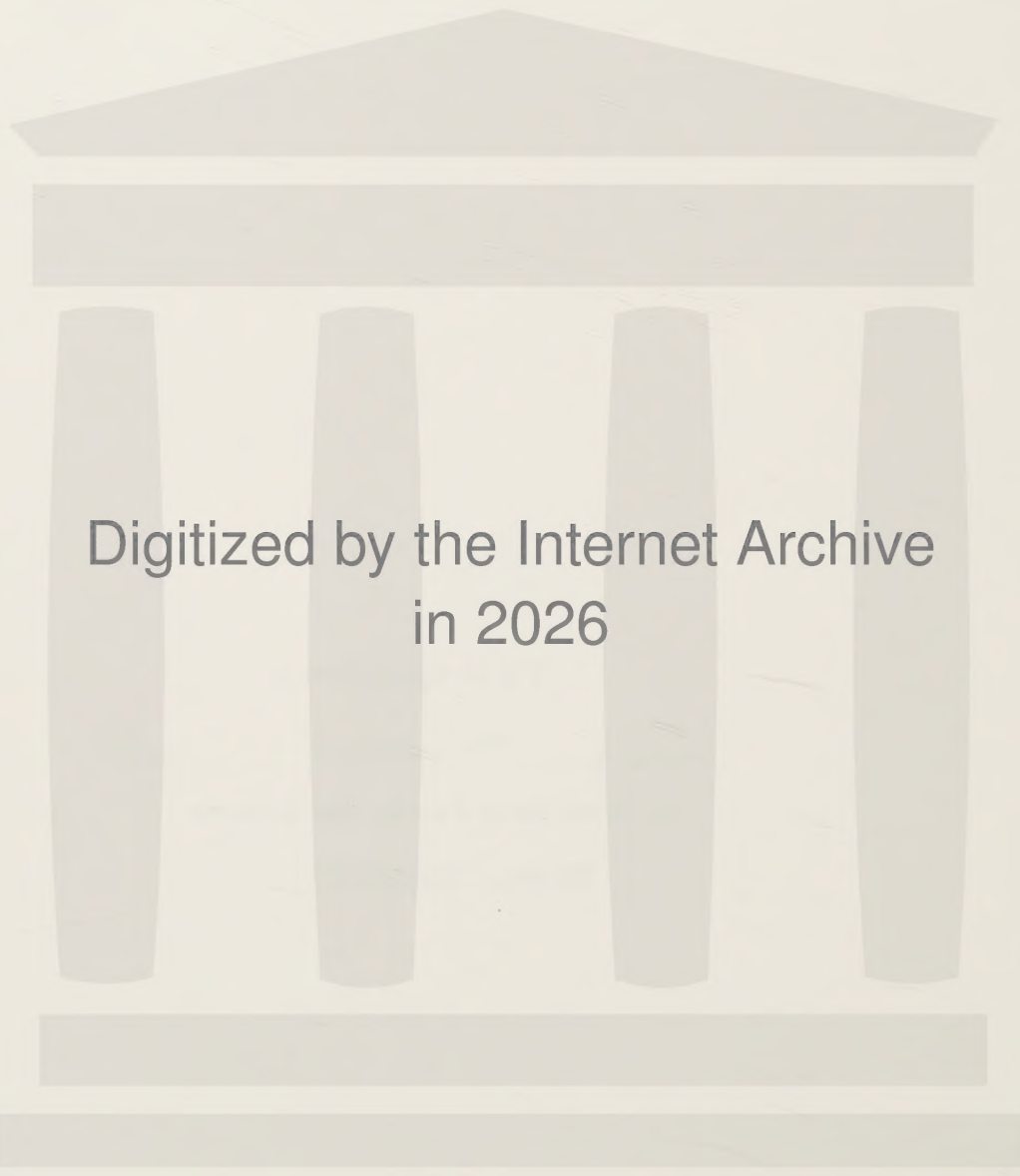
Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie

de Paris,

Jean ROCHE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549002_0002

UNIVERSITE DE PARIS
FACULTE DES SCIENCES DE PARIS
 PROFESSEURS

JANVIER 1967

Le Doyen..... M. ZAMANSKY

GRASSE	T Evolution des êtres organisés	Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique
PREVOST	T Chimie organique	THELLIER	T Physique du Globe
WYART	T Minéralogie et cristallographie	PONCIN	T Mécanique générale
TEISSIER	T Zoologie	DUBREIL	T Arithmétique et Théorie des nombres
AUGER	T Physique quantique et relativité		
MONNIER	T Physiologie générale		
PIVETEAU	T Paléontologie	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
ROCARD	T Physique E.N.S.	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
CARTAN	T Mathématiques E.N.S.	CUVILLIER	T Micropaléontologie
LAFFITTE	T Chimie générale		
N....	T Géométrie supérieure	TRILLAT	Microscopie et diffraction électronique
COULOMB	T Physique du globe	WIEMANN	T Chimie organique et structurale
		VASSY	T Physique de l'atmosphère
CHRETIEN	T Chimie minérale	DESTOUCHES	T Théorie physique
BOCQUET	T Zoologie	AMIEL	T Chimie générale
KASTLER	T Physique E.N.S.		
EPHRUSSI	T Génétique	J.P. MATHIEU	T Physique optique
GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM	COUTEAUX	T Cytologie
LUCAS R.	Recherches Physiques	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
THOMAS A.	T Biologie	FELDMANN	T Biologie végétale marine
MORAND	T Physique enseignement	JOST	T Physiologie comparée
SOLEILLET	T Physique CPEM	FORTET	T Calcul des probabilités et physique mathématiques

FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides	SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral
DRACH	T Biologie maritime	CHOUARD	T Physiologie végétale
QUENEY	T Météorologie et dynamique de l'atmosphère	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
GALLIEN	T Embryologie	BRELOT	T Analyse supérieure
EICHHORN	T Botanique	NORMANT	T Synthèse organique
		YVON	T Théories physiques
BENARD	T Chimie appliquée	COTTE	T Physique électricité
DUGUE	T Statistique mathématique	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
SOULAIRAC	T Psychophysiologie	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
ULRICH	T Physiologie végétale appliquée	OLMER	T Energétique générale
KIRRMANN	T Théories chimiques	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
CHADEFAUD	T Botanique	BARCHEWITZ	T Chimie physique
Mlle LE BRETON	T Physiologie de la nutrition	BROSSEL	T Physique atomique
LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie	BUSER	T Physiologie comparée
DEVILLERS	T Anatomie comparée	CAMUS	T Physiologie végétale
EHRESMANN	T Topologie algébrique	CURIEN	T Minéralogie et cristallographie
		POSSOMPES	T Zoologie
FRANÇON	T Physique SPCN	PULLMANN	T Chimie quantique
GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité
GODEMENT	T Mathématiques MGP	VILLE	T Econométrie
PISOT	T Technique mathématiques de la physique		
ROCH	T Géologie	FREYMANN	T Recherches physiques
SCHATZMANN	T Astrophysique	ROLLET	T Chimie minérale
TERMIER	T Géologie générale	Mlle JOSIEN	T Chimie SPCN
ZAMANSKY	T Mathématiques générales	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
LENNUIER	T Physique M.G.P.	GERMAIN	T Mécan. Théo. des fluides

ROUTHIER	T	Géologie appliquée	LUCAS G.	T	Géologie
Mme TONNELAT	T	Physique théorique	ALLARD	T	Chimie physique
DIXMIER	T	Mathématiques M.P.C	BERTHELOT	T	Physique des particules fondamentales
SOUCHAY	T	Chimie générale	BRICARD	T	Météorologie
AIGRAIN	T	Electrotechnique	Mme ALBE-FESSARD	T	Psycho-physiologie
BRUSSET	T	Chimie systématique	M. JULIA	T	Etude des molécules naturelles complexes
LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies	MAGAT	T	Physico-chimie des rayonnements
Mme CHAIX	T	Chimie biologique	MONOD	T	Chimie du métabolisme
Mme HUREL PY	T	Biologie végétale CPEM	DE POSSEL	T	Analyse numérique
PANNETIER	T	Chimie générale I	CHARLOT	T	Chimie analytique
BRUN	T	Mécanique des fluides I	CHATELET	T	Chimie CPEM
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agrégation)	MATTLER	T	Physique SPCN
Mme LELONG	T	Mathématiques II E.N.S.	AUBOIN	T	Géologie
BELLAIR	T	Géologie S.P.C.N.	Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité
BOUISSIÈRES	T	Radiochimie	BOUGIS		Biologie végétale marine Villefranche s/ Mer
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique			
FRANC		Biologie animale CPEM			
SCHNELL	T	Botanique tropicale	RIGAUDY	T	Chimie SPCN
STOLKOWSKI	T	Physiologie générale	COLLONGUES	T	Chimie appliquée
ACHER	T	Chimie biologique	DUBERT		Biochimie
BAUDOIN	T	Biologie animale CPEM	NOZIERES		Physique fondamentale
BEAUMONT		Biologie animale SPCN	CADIOT		Chimie organique
BLAMONT		Géophysique ionosphère	IVANOFF	T	Océanographie physique
BOUREAU	T	Botanique	FRANÇOIS		Zoologie
CURIE D.		Physique MGP	TALBOT		Génie chimique
DURAND DELGA	T	Géologie	Mme NOUGAREDE		Botanique
HELLER	T	Physiologie végétale	BRUHAT	T	Mathématiques MPC
TORTRAT	T	Calcul des probabilités			

CAILLEUX	T Géologie SPCN	FOURNET	Electricité générale
MAGNAN	T Physique électricité	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire	FURON	T Géologie SPCN
Mme CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique - mécanique céleste	Mme GANS	T Génétique
Mlle VEIL	T Physiologie générale	GENEVES	Biologie végétale CPEM
LWOFF	T Microbiologie	HUPE	T Pétrographie
SIESTRUNCK	T Mécan. Phys. et expérimentale	HOLLANDE	T Biologie générale
CABANNES	T Mécanique théorique	LIONS	T Analyse numérique
CAIRE	T Géographie physique et géologie dynamique	MAITTE	T Chimie organique
COMOLET	T Mécanique des fluides	NICOLAS	Géologie appliquée
DELLOUE	T Physique de l'exosphère	PANIGEL	Biologie générale
HOUILLON	T Biologie animale	RAVIER	T Pétrographie
OLIVIER	T Anthropologie	MOREL F	T Physiologie comparée
SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes filles)	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
THIRY	T Mécanique céleste	ROUBINE	T Electronique E.S.E.
ABELES	T Physique SPCN	SILBER	T Chimie CPEM
AMAT	T Thermodynamique	UEBERSFELD	T Electronique
BALKANSKI	Physique MPC 1	HERVE	T Mathématiques
LE CORRE	T Electricité	Mme PECKER-WIMEL	T Astrophysique
NATAF	T Physique nucléaire et radio-activité	TAVERNIER	Physique PC
ECHALIER	Biologie animale CPEM	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
BARRAUD	T Physique CPEM	PASCAUD	Physiologie
DARS	Géologie structurale et appliquée	Mme PETIT	Biologie animale CPEM
CAMEFORT	Botanique (agrégation)	CAGNAC	Electricité
VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
SIGWALT	Chimie SPCN	KRASNER	T Mathématiques
BLAQUIERE	Automatique	BENZECRI	T Statistiques
		VINH MAU	Physique MGP
		DUQUESNES	Physique CPEM
		SCHUTZENBERGER	T Programmation

BARUCH	Physique propédeutique	TREMILLON	Chimie MPC
ARNOUS	T Physique théorique	FAYARD	Chimie MPC
SLONINSKY	Génétique	BUVET	Chimie CPEM
MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique	AUTHIER	Minéralogie et cristallographie
GAUDEMAR	Chimie propédeutique		
BROUSSE	T Mécanique théorique	BONNEFILLE	Electrotechnique
ROSCH	T Astronomie	Mme PUISEUX DAO	Biologie végétale
GUE	T Physique expérimentale	BERGER	T Géométrie supérieure
LAZARD	T Mathématiques MPC	Mlle LIBERMANN	T Mathématiques
MOREL P.	Physique MPC	DEDONDER	I Biologie cellulaire
ARSAC	Programmation	DUFOUR	T Electronique I.U.T
LEFEBVRE	T Chimie MPC	SCHAAL	Chimie CPEM
BOK	Physique fondamentale	BAUCHOT	Anatomie comparée
CHAPEVILLE	Biochimie	LANCE	Bv CPEM
BENOIT	Physique CPEM	GIRAUD	Botanique ENS
RIO	Chimie CPEM	HULIN	Physique P.C
JAUZEIN	Géologie ENS	VIGIER	Génétique
PREVOST G.	Biologie cellulaire	GUERN	Biologie végétale
FAVARD P.	Biologie animale CPEM	SLODZIAN	Physique CPEM
Mme CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés	LACOMBE	Logique mathématique
Mlle FICINI	Chimie CPEM	TAVLITZKI	Biologie cellulaire
LEQUEUX	Astronomie	ARVIEU	Physique CPEM
COHEN-TANNOUDJI	Physique atomique	TAXI	B.A. CPEM
		COLLENOT	B.A. CPEM
		BASSELIER	Chimie propédeutique
		BADOUAL	Electronique I.U.T

LE SECRETAIRE GENERAL

R. POUILLAIN

Je tiens à présenter ici l'expression de ma respectueuse et profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur Yves ROCARD qui a bien voulu m'accueillir au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Jean-Paul MOSNIER qui, m'ayant proposé le sujet de ce travail, m'a assisté de ses conseils tout au long de son exécution, en me faisant profiter de sa grande expérience de la recherche.

Monsieur le Professeur R. CHABBAL et Monsieur LUC du Laboratoire de Spectroscopie de Bellevue m'ont permis de réaliser la troisième partie de cette étude dans leur laboratoire. Qu'ils soient vivement remerciés de l'aide et des conseils qu'ils m'ont apportés.

Je n'omettrai pas d'associer à cette étude Messieurs CARLES, LARDY et YVETOT, ainsi que tout le personnel technique de laboratoire en les remerciant de leur collaboration.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	p. 1
CHAPITRE I	Banc d'essai des sources
1. Réalisation d'un banc d'essai des sources	p. 7
2. Applications annexes du banc de pompage optique	p. 25
CHAPITRE II	Sources à décharge haute fréquence
1. Optimisation de la source	p. 43
2. Etude théorique de la décharge haute fréquence	p. 60
CHAPITRE III	Etude du spectre d'émission des sources haute fréquence
1. Etude spectroscopique d'ensemble .	p. 75
2. Spectrométrie fine	p. 83
CHAPITRE IV	Réalisation technique des sources
1. Version de développement à lampe .	p. 106
2. Version transistorisée	p. 122
3. Version miniature	p. 138
CONCLUSION	p. 143
BIBLIOGRAPHIE	p. 147

I N T R O D U C T I O N

Les expériences de pompage optique demandent des sources de lumière de grande intensité et exemptes de bruit lumineux. Le but particulier de cette étude est la réalisation d'une source de lumière pour magnétomètre à pompage optique à potassium. L'exploitation de cet appareil sur le terrain exige les qualités suivantes :

- Grande durée de vie
- Bonne stabilité à court et long terme
- Facilité d'allumage
- Faible consommation d'énergie.

Les sources de lumière monochromatiques existantes font appel à une décharge continue ou basse fréquence entre deux électrodes. L'exigence d'une forte intensité lumineuse fait utiliser ce type de source dans un domaine où des oscillations de relaxation prennent facilement naissance, où la stabilité est médiocre et où la durée de vie est très faible. L'utilisation de la décharge haute fréquence permet de réaliser une source de lumière sans électrodes qui procure des performances satisfaisantes.

Cette étude expose la mise au point et la réalisation d'une source de lumière excitée en haute fréquence destinée à équiper un magnétomètre à pompage optique. Nous décrirons d'abord la réalisation d'un appareil simple qui est destiné à effectuer le pompage optique de la vapeur de potassium et qui permet de juger l'aptitude des sources de lumière à réaliser ce processus. Cet appareil, utilisant la méthode de DEHMELT, permet en outre d'étudier au laboratoire les qualités de plusieurs éléments constitutifs essentiels d'un magnétomètre tels que les polariseurs, les cellules de résonance, les photo-détecteurs.

La deuxième partie aborde le problème des sources proprement dites. Des constatations expérimentales amènent à définir un modèle de source susceptible de fournir les performances recherchées. Une étude théorique de la décharge haute fréquence, sur le principe de celle du chauffage par induction, permet de calculer les paramètres électriques relatifs à la décharge.

La troisième partie traite de l'étude du spectre d'émission de la source haute fréquence. Des mesures spectroscopiques d'ensemble seront suivies d'une spectrométrie fine des raies de résonance du potassium. Ces résultats améliorant la connaissance des phénomènes physiques mis en jeu dans la décharge permettent, en outre, de définir la température du plasma et la température électronique.

La quatrième partie décrit l'électronique associée aux sources. Une première version fait appel à un oscillateur HF à lampe et permet d'étudier les performances du modèle de source défini dans la deuxième partie. La deuxième version est transistorisée et tire profit des résultats acquis dans la première version. Le prototype d'une source miniature destinée à équiper un magnétomètre marin fait l'objet de la troisième version.

La deuxième version est utilisée pour équiper des magnétomètres à pompage optique qui effectuent sur le terrain des enregistrements géomagnétiques. La bonne stabilité à long terme et la grande durée de vie des sources permettent d'obtenir des enregistrements continus de plusieurs semaines sans qu'il y ait de dérive appréciable. Le rapport signal sur bruit est tel que la sensibilité atteint $2 \cdot 10^{-7}$ Oersted.

C H A P I T R E I

BANC D'ESSAI DES SOURCES

1. REALISATION D'UN BANC D'ESSAI DES SOURCES

Le critère essentiel qui définit une source de lumière apte aux expériences de pompage optique est la possession d'une intensité lumineuse suffisante et constante dans la ou les lignes spectrales utilisées. Les raies de résonance participent seules au processus, mais en outre, la raie d'absorption étant plus fine que la raie d'émission, une partie seulement de celle-ci peut être considérée comme utile. On distinguera donc de la lumière totale émise par la source, la lumière utile contenue au centre des raies de résonance.

Pour avoir accès à cette grandeur, on peut réaliser une expérience de pompage optique. La détection, par la méthode de DEHMELT, de l'inégalité de population réalisée fournira un signal dont l'amplitude sera liée à l'intensité utile de la source de lumière.

Après un rappel de notions de pompage optique, nous exposerons la méthode de DEHMELT. L'appareil réalisé sur ce principe sera ensuite décrit, tant du point de vue mécanique qu'électronique. L'application de cet appareil aux sources de lumière faisant l'objet des chapitres suivants, on décrira ici son utilisation annexe mais importante dans l'étude des polariseurs, des cellules de résonance et des détecteurs photoélectriques.

1. 1. NOTIONS DE POMPAGE OPTIQUE

=====

L'état fondamental du potassium $S\ 1/2$ est simple, tandis que le premier état excité est composé de deux sous-niveaux $P\ 1/2$ et $P\ 3/2$. La première raie de résonance est donc double et se compose de deux radiations :

$$D1 : P\ 1/2 \rightarrow S\ 1/2$$

$$D2 : P\ 3/2 \rightarrow S\ 1/2$$

Les états $P\ 1/2$ et $S\ 1/2$ possèdent deux niveaux hyperfins de nombres quantiques $F = 1$ et $F = 2$. Chacun de ces niveaux se décompose en $2F + 1$ sous-niveaux sous l'action d'un champ magnétique H par effet ZEEMAN, soit 3 pour $F = 1$ et 5 pour $F = 2$. L'écart d'énergie entre deux sous-niveaux consécutifs est donné par les formules de BREIT-RABI. Il est proportionnel à H en première approximation.

Si un ballon contenant de la vapeur de potassium est irradié à l'aide de la raie D1 par exemple, on effectue des transitions de l'état fondamental $S\ 1/2$ à l'état excité $P\ 1/2$. Si la lumière est polarisée circulairement à droite par exemple, les transitions provoquées sont alors sélectives et correspondent à une augmentation d'une unité du rang du sous-niveau ZEEMAN. Le retour de l'atome à l'état fondamental se fait avec émission de lumière et suivant la règle habituelle $m = 0$ ou ± 1 . Ce processus a pour effet d'augmenter artificiellement la population des niveaux de rang m élevé. Le schéma ci-dessous montre les transitions réalisées dans le cas des niveaux $F = 1$ de l'état fondamental et de l'état excité.

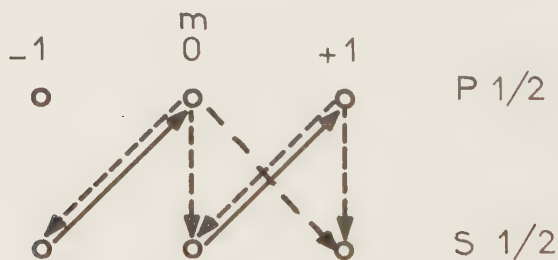


Fig. 1 - Transitions induites pour $F = 1$

Au bout d'un certain temps tous les atomes se trouvent rassemblés dans l'état $m = +1$ du niveau fondamental $F = 1$.

Chacune des possibilités relatives à D1 et D2 aboutit à un résultat analogue, bien que plus complexe. La différence

de population ainsi obtenue est alors mesurable de plusieurs façons. Cette méthode pour créer artificiellement des différences de population entre les différents niveaux de l'état fondamental constitue le pompage optique (1).

Si la vapeur ainsi orientée est placée dans un champ électromagnétique dont la fréquence correspond à l'écart d'énergie entre deux sous-niveaux ZEEMAN, on effectue une redistribution des populations. Ce phénomène constitue la résonance magnétique (2) (3).

1. 2. METHODE DE DEHMELT

=====

La détection de la résonance s'effectue par la méthode de DEHMELT. (3) (4). L'absorption de la raie de résonance est fonction de l'état d'orientation de la vapeur. En effet, une vapeur totalement orientée devient plus transparente à la radiation considérée. Si le taux d'orientation est variable, on détectera donc celui-ci en mesurant le flux lumineux variable recueilli après son passage à travers la cellule de résonance.

Les atomes placés dans un champ $\vec{H}_0$ sont optiquement orientés. Lorsque la saturation du niveau m le plus élevé est atteinte, on inverse rapidement le champ de telle sorte que les atomes se trouvent dans un champ $-\vec{H}_0$. On observe alors une décroissance brutale de la lumière transmise, suivie d'une remontée exponentielle lente à sa valeur initiale. L'explication du phénomène a été fournie par E.B. ALEXANDROV et V.A. KCHODOVOJ (5). Le champ $-2 \vec{H}_0$ superposé à $\vec{H}_0$ pour créer l'inversion du champ ne peut pas être rendu parfaitement colinéaire à $\vec{H}_0$. Il existe donc toujours une composante du champ transversal, soit $\vec{H}_1$. Lorsque l'inversion du champ s'opère, les atomes prennent un mouvement de précession autour du champ transversal $\vec{H}_1$ et la fréquence de cette précession $f = \gamma g H_1$ est élevée si le champ magnétique $\vec{H}_1$ n'est pas trop faible. Si le temps d'inversion du champ est grand devant la période de cette précession, une

complète désorientation des spins a le temps de s'effectuer au passage par la valeur zéro du champ magnétique. Les atomes étant désorientés, on assiste alors au pompage optique de ceux-ci dans le champ $-\vec{H}_0$, ce qui se traduit sous la forme d'une remontée exponentielle.

Pour que tous les atomes soient effectivement désorientés, il convient d'avoir une vitesse d'inversion du champ bien choisie. ALEXANDROV (5) signale que si le champ transversal n'excède pas 10^{-2} Oersted, la saturation du signal de désorientation n'est atteinte que si le temps d'inversion est supérieur à 10^{-5} s. Dans notre cas, au laboratoire le champ transversal étant important, un temps d'inversion de quelques 10^{-6} s. procure une désorientation complète puisque la fréquence de précession est proportionnelle au champ transversal.

Le signal de désorientation obtenu est alors de la forme présentée ci-dessous. Les renseignements qu'il fournit sont contenus dans son amplitude relative et dans la valeur de la constante de temps de la remontée exponentielle.

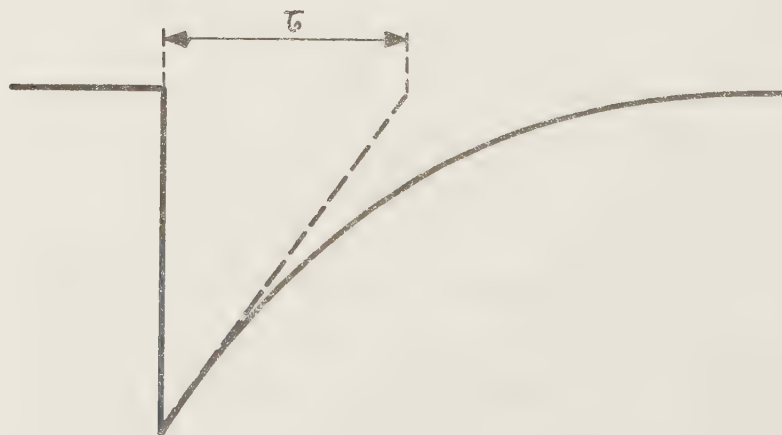


Fig. 2 - Signal de désorientation

La constante de temps observée ne représente pas exactement le temps de pompage. En effet il se superpose au pompage une désorientation due aux parois et aux chocs entre atomes qui se traduit par un temps de relaxation de paroi τ_p et un temps de relaxation par chocs τ_a . Nous négligerons l'effet de ce dernier (qui est très grand devant τ_p). De plus, la lumière utilisée n'est pas parfaitement polarisée circulairement et il existe une certaine quantité de lumière polarisée en sens inverse du sens choisi. Ce phénomène se traduira par une limitation du nombre d'atomes contenus dans l'état m le plus élevé en créant une fuite vers les niveaux de m plus faible.

Le signal de désorientation nous permettra donc d'étudier :

- les sources de lumière caractérisées par l'amplitude du signal
- les polariseurs et les cellules de résonance par l'intermédiaire de l'amplitude et de la constante de temps.

1. 3. REALISATION PRATIQUE

=====

1.3.1. Description générale

Une source de lumière excitée par décharge H.F. émet les raies D_1 et D_2 du Potassium. Un condenseur rend le faisceau issu de la lampe parallèle pour l'envoyer sur un polariseur circulaire. Le faisceau de lumière polarisée traverse alors la cellule de résonance contenant la vapeur à orienter. Il est ensuite concentré par une lentille de FRESNEL sur un détecteur photoélectrique qui recueille le signal de désorientation. La cellule de résonance est placée dans un bobinage disposé suivant l'axe optique. Ce bobinage est parcouru par un courant en ondes carrées de valeur 0 ou I de telle sorte que le courant I crée un champ égal à $-2 \vec{H}_0$, $\vec{H}_0$ étant le champ magnétique local suivant lequel l'axe optique de l'appareil est dirigé. Un amplificateur électronique porte à un niveau adéquat le signal de désorientation afin qu'il soit observable sur un oscilloscope ser-

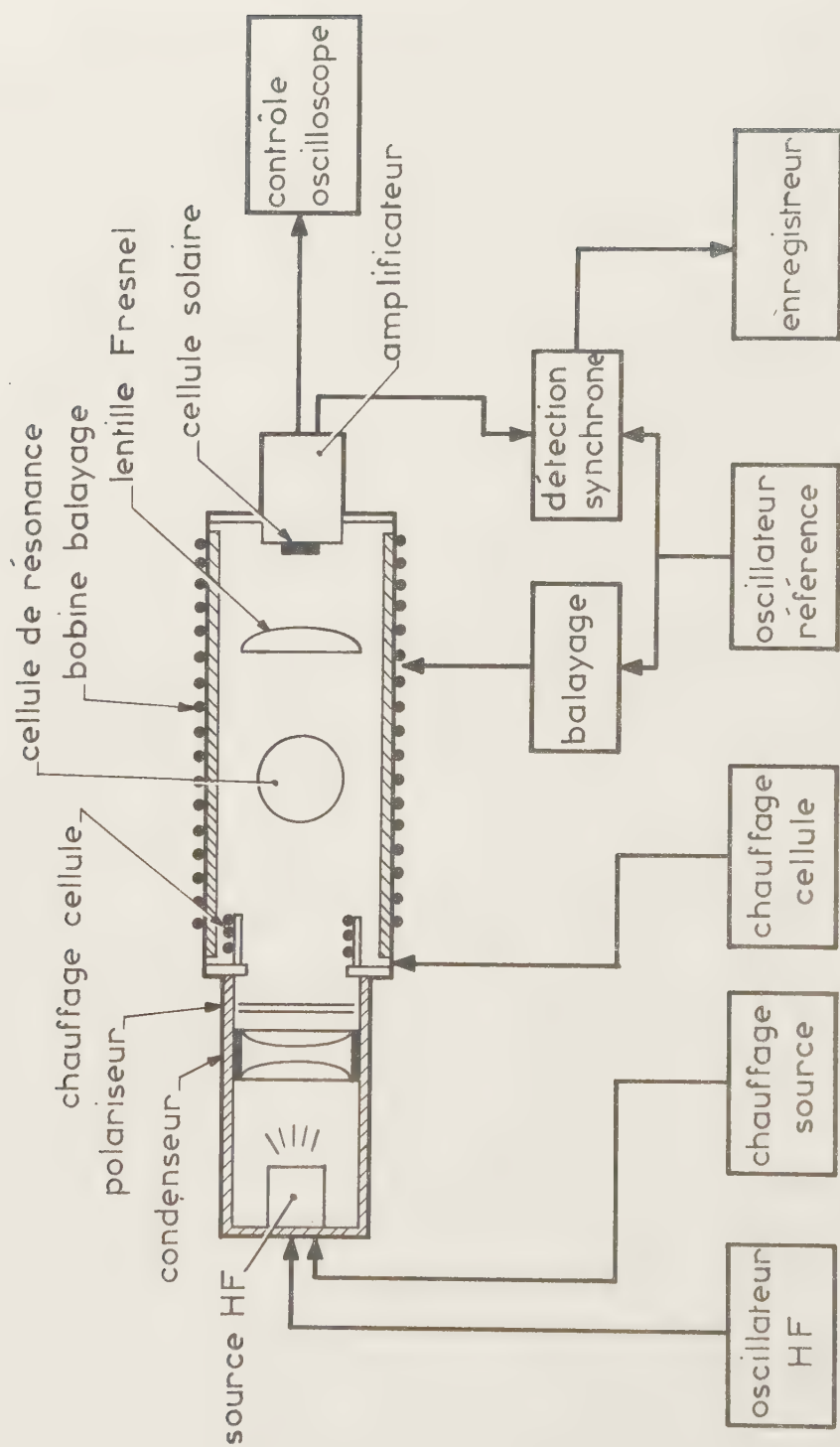


Fig.3 - Banc d'essai des sources

vant d'instrument de contrôle. Un traitement électronique permet d'enregistrer l'amplitude du signal sous forme continue. Un ensemble de servitudes destiné à l'alimentation de la source lumineuse et au chauffage de la cellule de résonance complète la partie électronique.

Le schéma n° 3 montre l'ensemble des éléments de l'appareillage.

1. 3. 2. Réalisation pratique. Partie mécanique.

Le corps de l'appareil est constitué par un cylindre de bakélite de 18 cm de diamètre et de 40 cm de longueur. Ce cylindre est fileté extérieurement de façon à recevoir un bobinage en fil de cuivre émaillé destiné à créer le champ de balayage, soit 150 spires au pas de 5 spires par cm. Le cylindre est verni extérieurement après bobinage pour maintenir le fil en place.

Le corps de bakélite est chemisé intérieurement par un cylindre de polystyrène expansé de 15 mm d'épaisseur dont le but est d'assurer une bonne protection thermique. Le corps de l'appareil ainsi constitué reçoit à chaque extrémité un élément amovible composé de la façon suivante :

- l'élément inférieur constitue la source de lumière polarisée. Sa structure de révolution comprend :
 - . la source de lumière proprement dite
 - . un condenseur de 10 cm de focale
 - . un polariseur
- Le système de chauffage de la cellule de résonance.
 La source de lumière sera décrite dans les chapitres suivants. Le système de chauffage est constitué par un enroulement de 4 tours de 12 cm de diamètre de Thermo-coax. Le Thermocoax est un câble coaxial résistant dont l'isolant intérieur est de l'alumine, le fil central du Nickel-Chrome et la gaine de l'acier Inox 10 x 18. L'une

des extrémités réalise le court circuit électrique entre l'âme et la gaine et la tension de chauffage est appliquée à l'autre extrémité. Le courant de chauffage passe donc par l'âme et revient par la gaine. Cette structure réalise ainsi un chauffage ne présentant pratiquement aucun champ magnétique. On peut diminuer encore le champ créé en réalisant l'enroulement deux fils en main. La perturbation apportée en tous ou rien ne dépasse pas $1/4 \%$. Avec un régulateur électronique, elle est absolument négligeable.

- L'élément supérieur supporte la cellule de résonance et le détecteur photoélectrique. La cellule de résonance est maintenue en place entre quatre tiges partant de l'élément supérieur et pénétrant jusqu'au tiers inférieur du corps en bakélite. Au-dessus de la cellule de résonance prend place le système de détection photoélectrique du signal qui peut être constitué de deux façons :

- a) Un tube de bakélite de 80 mm de diamètre contient un tube de verre tronconique de 60 cm de longueur argenté intérieurement. Ce "tube de lumière" fait converger le faisceau lumineux sur la photocathode d'un photomultiplicateur. La présence du tube de lumière est nécessitée par le magnétisme des dynodes en Nickel du photomultiplicateur qui doit donc être éloigné de la cellule de résonance.
- b) Une lentille de FRESNEL en matière plastique de 7 cm de focale fait converger le faisceau sur une cellule photovoltaïque au silicium. Celle-ci est fixée à l'avant d'un tube en laiton formant blindage et contenant le préamplificateur de cellule solaire.

La photographie n° 1 présentant l'éclatement de l'appareil montre l'ensemble des pièces que nous venons de décrire. Le corps de l'appareil est fixé sur deux joues en contreplaqué triangulaires, de telle sorte que l'axe optique de l'appareil fasse avec le plan horizontal un angle égal à l'inclinaison magnétique locale, soit 63 degrés. La projection de l'axe optique





La photographie n° 2 montre l'appareil entièrement monté.

L'accès des éléments inférieur et supérieur est très facile de façon à rendre toute manipulation très aisée. On s'est efforcé, de plus, à rendre beaucoup d'éléments réglables et l'on dispose des possibilités suivantes :

- la source est séparément amovible par vis moletée et sa distance par rapport au condenseur est réglable.
- la lame quart d'onde est amovible sans aucun démontage, ce qui permet le tri des quarts d'onde en ayant la certitude de ne faire varier aucun autre paramètre. Elle est montée sur une bague de plexiglass pouvant effectuer des rotations par rapport au bati, de telle sorte que l'on peut faire varier continûment l'angle entre le polariseur et la lame quart d'onde pour rechercher la position assurant le signal de pompage optique optimum.
- on peut disposer au-dessus du polariseur un jeu de diaphragmes de différentes tailles, ou un jeu de grilles à coefficient de transmission variable, de façon à faire varier le diamètre du faisceau ou l'éclairement.
- le corps de l'appareil peut recevoir des cellules de diamètres quelconques, jusqu'à 12 cm.
- la position de la cellule de résonance, par rapport au corps de l'appareil, est réglable.
- la position de la lentille, par rapport à la cellule de résonance, est réglable.
- la position de la cellule photovoltaïque, par rapport à la lentille de FRESNEL, est réglable.
- un enroulement de chauffage complémentaire permet de faire face à des ambiances exceptionnellement froides (manipulations sur le terrain).

1. 3. 3. Partie électronique

On peut séparer en deux groupes les éléments électroniques nécessaires à la réalisation de l'expérience de pompage optique décrite précédemment :

- l'électronique proprement dite permettant la production et le traitement du signal de pompage optique.
- les servitudes composées du chauffage de la cellule de résonance et des circuits relatifs à la source de lumière

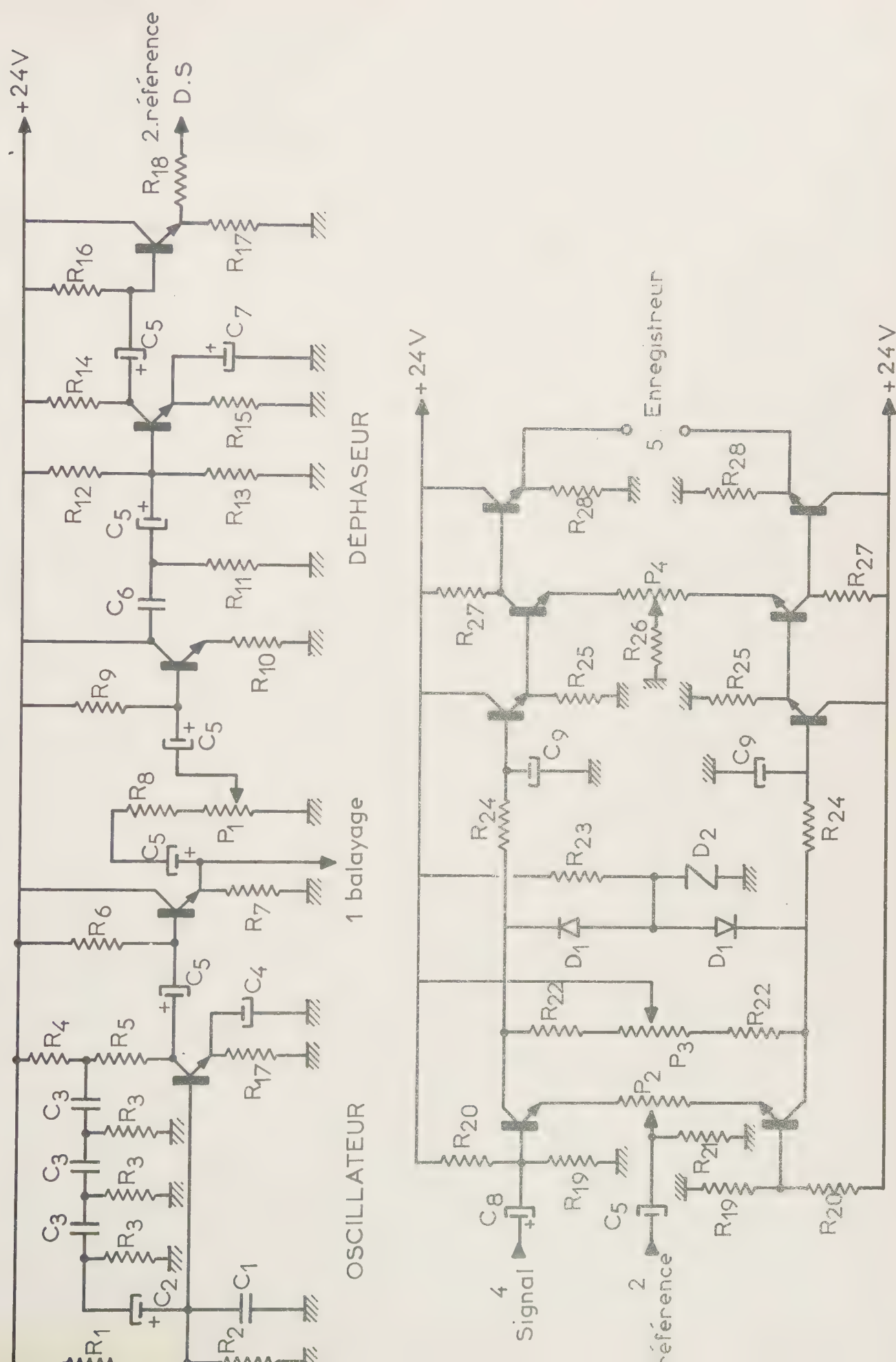
Les servitudes seront étudiées en détails dans la quatrième partie et nous ne traiterons ici que l'électronique dont les schémas n° 4 et 5 donnent le détail des circuits utilisés.

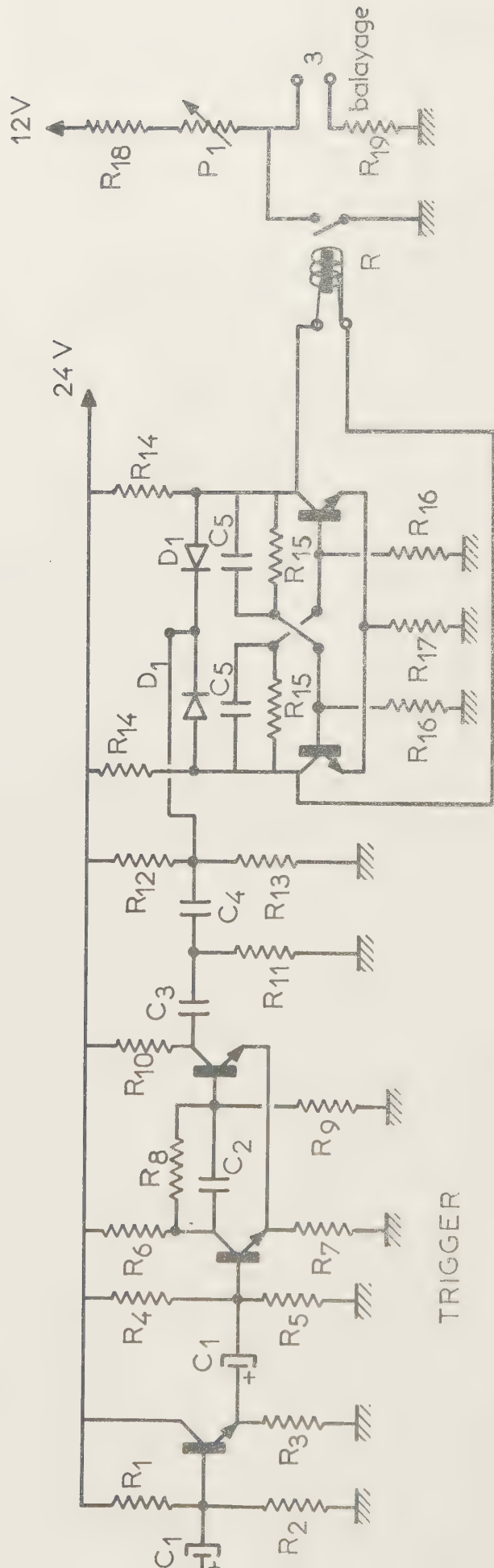
Un oscillateur phase-shift définit une fréquence de référence choisie égale à 80 Hz, et qui est double de la fréquence d'inversion du champ magnétique. Le signal délivré par l'oscillateur, après mise en forme dans un trigger de SCHMIDT, est différencié et sert à attaquer par les collecteurs un bistable. Le débit dans celui-ci est suffisant pour que l'on puisse brancher entre les deux collecteurs la bobine d'excitation d'un relais CLARE à contacts de mercure. La fréquence de coupure du relais est alors égale à la moitié de la fréquence définie par l'oscillateur de référence.

Le circuit de puissance du relais est alimenté à partir d'une tension totalement indépendante et un pont de résistances permet d'ajuster le débit dans les bobines à une valeur adéquate. La bobine de balayage est placée en série avec ce circuit.

La lumière modulée est recueillie par un photodétecteur qui peut être un photomultiplicateur ou une cellule photovoltaïque accompagnée d'un préamplificateur. Le signal recueilli est à une fréquence double de celle du balayage, puisque chaque

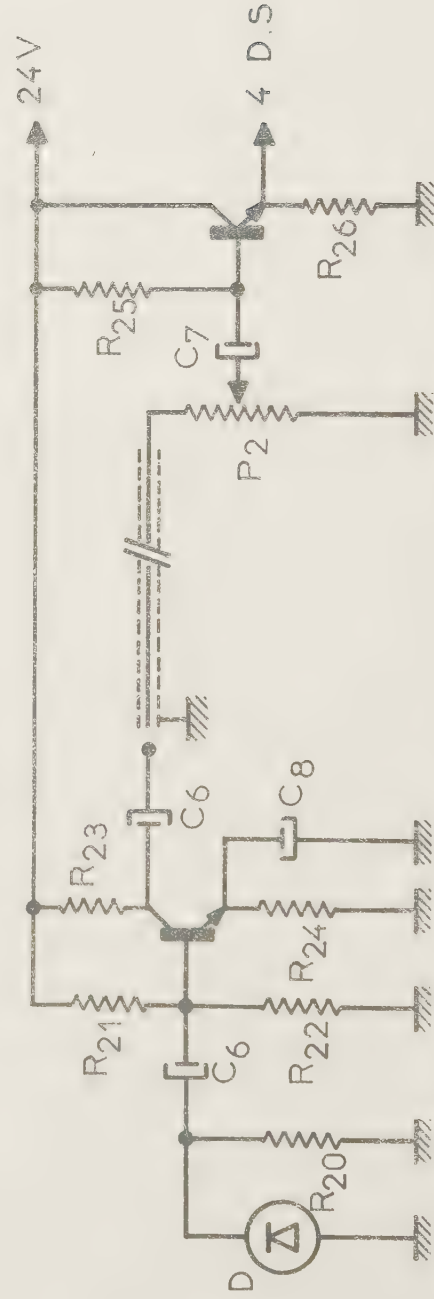
Fig. 4 - Oscillateur de référence et détection synchrone.





TRIGGER

BISTABLE



Amplificateur de signal

Fig. 5 - Circuits de balayage et amplificateur de signal

NOMENCLATURES

Figure 4

$R_1 = 24 \text{ K}\Omega$	$R_{16} = 1 \text{ K}\Omega$	$P_3 = 10 \text{ K}\Omega$
$R_2 = 1,3 \text{ K}\Omega$	$R_{17} = 0,33 \text{ K}\Omega$	$P_4 = 0,22 \text{ K}\Omega$
$R_3 = 20 \text{ K}\Omega$	$R_{18} = 2,2 \text{ K}\Omega$	
$R_4 = 3,3 \text{ K}\Omega$	$R_{19} = 3 \text{ K}\Omega$	$C_1 = 470 \text{ pF}$
$R_5 = 2 \text{ K}\Omega$	$R_{20} = 20 \text{ K}\Omega$	$C_2 = 6,4 \text{ }\mu\text{F}$
$R_6 = 220 \text{ K}\Omega$	$R_{21} = 1,3 \text{ K}\Omega$	$C_3 = 0,1 \text{ }\mu\text{F}$
$R_7 = 2 \text{ K}\Omega$	$R_{22} = 10 \text{ K}\Omega$	$C_4 = 400 \text{ }\mu\text{F}$
$R_8 = 6,8 \text{ K}\Omega$	$R_{23} = 3,9 \text{ K}\Omega$	$C_5 = 32 \text{ }\mu\text{F}$
$R_9 = 500 \text{ K}\Omega$	$R_{24} = 15 \text{ K}\Omega$	$C_6 = 2,2 \text{ }\mu\text{F}$
$R_{10} = 0,36 \text{ K}\Omega$	$R_{25} = 4,7 \text{ K}\Omega$	$C_7 = 400 \text{ }\mu\text{F}$
$R_{11} = 10 \text{ K}\Omega$	$R_{26} = 1 \text{ K}\Omega$	$C_8 = 100 \text{ }\mu\text{F}$
$R_{12} = 24 \text{ K}\Omega$	$R_{27} = 1 \text{ K}\Omega$	$C_9 = 6,4 \text{ }\mu\text{F}$
$R_{13} = 1,3 \text{ K}\Omega$	$R_{28} = 1 \text{ K}\Omega$	
$R_{14} = 6,8 \text{ K}\Omega$	$P_1 = 1 \text{ K}\Omega$	$D_1 : 1\text{N } 38$
$R_{15} = 0,36 \text{ K}\Omega$	$P_2 = 0,47 \text{ K}\Omega$	$D_2 : 108 \text{ Z } 4$

Tous transistors 2N 1711

Figure 5

$R_1 = 33 \text{ K}\Omega$	$R_{14} = 0,56 \text{ K}\Omega \text{ 1w}$	$C_1 = 32 \text{ }\mu\text{F}$
$R_2 = 20 \text{ K}\Omega$	$R_{15} = 0,8 \text{ K}\Omega$	$C_2 = 1 \text{ nF}$
$R_3 = 1 \text{ K}\Omega$	$R_{16} = 5,6 \text{ K}\Omega$	$C_3 = 10 \text{ nF}$
$R_4 = 20 \text{ K}\Omega$	$R_{17} = 0,1 \text{ K}\Omega$	$C_4 = 100 \text{ nF}$
$R_5 = 1 \text{ K}\Omega$	$R_{18} = 27 \text{ }\Omega \text{ 7w}$	$C_5 = 1 \text{ nF}$
$R_6 = 3 \text{ K}\Omega$	$R_{19} = 20 \text{ }\Omega \text{ 7w}$	$C_6 = 160 \text{ }\mu\text{F}$
$R_7 = 0,1 \text{ K}\Omega$	$R_{20} = 120 \text{ }\Omega$	$C_7 = 64 \text{ }\mu\text{F}$
$R_8 = 10 \text{ K}\Omega$	$R_{21} = 47 \text{ K}\Omega$	$P_1 = 47 \text{ }\Omega$
$R_9 = 1 \text{ K}\Omega$	$R_{22} = 4,7 \text{ K}\Omega$	$P_2 = 47 \text{ K}\Omega$
$R_{10} = 3 \text{ K}\Omega$	$R_{23} = 30 \text{ K}\Omega$	$C_8 = 1000 \text{ }\mu\text{F}$
$R_{11} = 3,3 \text{ K}\Omega$	$R_{24} = 3,6 \text{ K}\Omega$	$D_1 : 1\text{N } 38$
$R_{12} = 3,3 \text{ K}\Omega$	$R_{25} = 500 \text{ K}\Omega$	$D : \text{HOFFMAN t. 2A}$
$R_{13} = 47 \text{ K}\Omega$	$R_{26} = 1 \text{ K}\Omega$	$R : \text{Relais CLARE}$

Tous transistors 2N 1711.

inversion du champ donne lieu à une désorientation. Il se trouve donc à la même fréquence que l'oscillateur de référence.

Une détection synchrone permet d'obtenir le signal sous forme continue de façon à rendre possible l'enregistrement. Ce type de détection permet d'éliminer de façon très satisfaisante les bruits et parasites qui ne sont pas à la même fréquence que le signal ou à une fréquence sous-multiple. L'élimination du 50 et du 100 Hz sera ici particulièrement appréciée.

La détection synchrone est constituée de la manière suivante : deux transistors identiques appairés sont montés symétriquement. Le signal de référence est envoyé sur les émetteurs de ceux-ci, de telle sorte qu'il se retrouve amplifié sur chaque collecteur en phase, si l'on a pris soin de réaliser un bon équilibre alternatif. On effectue ensuite l'intégration du signal collecteur et, après amplification de tension et de puissance, on mesure la différence de chaque voie. Lorsque l'équilibre continu est correct, cette différence a une valeur nulle. Si on applique alors sur une des bases des transistors d'entrée, le signal à détecter, celui-ci se retrouvera en opposition de phase sur les deux collecteurs. Dans ce cas, après intégration, on notera un certain déséquilibre qui sera proportionnel au signal d'entrée.

Deux conditions supplémentaires doivent être réalisées. Pour que l'intégration fasse apparaître une différence de niveau il est nécessaire que la référence et le signal soient à la même fréquence. Dans le cas contraire, la valeur moyenne du signal, après intégration, est rendue nulle, d'où la sélectivité de ce type de détection.

D'autre part, la référence et le signal doivent être en phase, de façon à obtenir la tension de sortie maximum. Dans ce but, un circuit à phase réglable est introduit entre l'oscillateur de référence et la détection synchrone et il permet d'ajuster la phase à une valeur correcte.

Pour obtenir une bonne linéarité, il convient de donner au signal une valeur optimale. On peut agir sur l'amplification du signal de façon à ce que l'amplitude au point test soit comprise entre 20 et 300 mV. La linéarité obtenue est alors satisfaisante, comme le montre la figure ci-dessous.

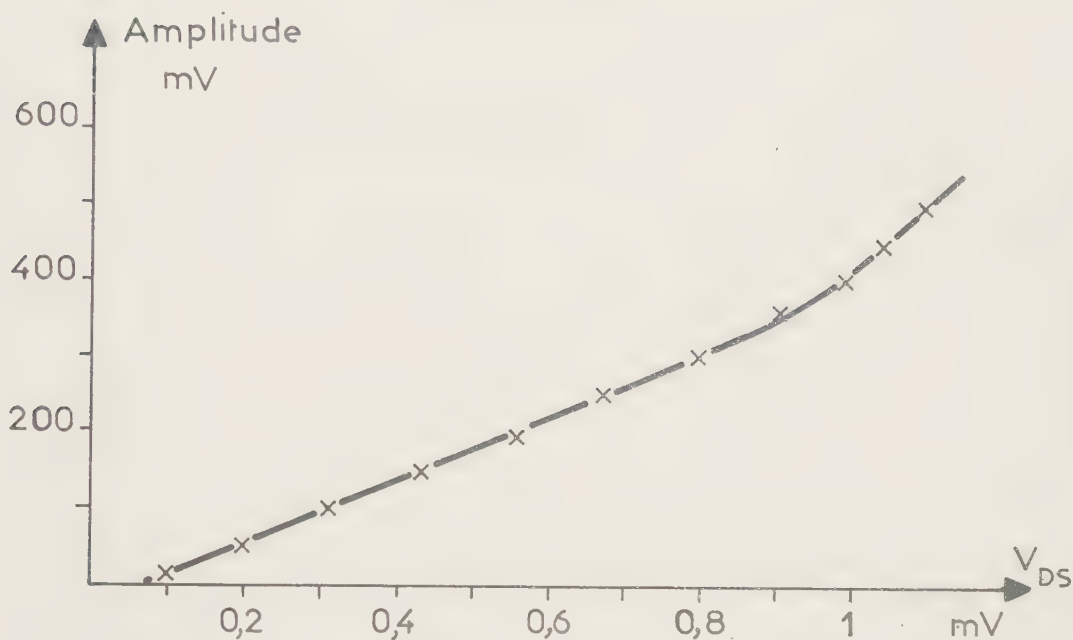


Fig. 6 _ Fonction de transfert de la détection synchrone

La tension de sortie de la détection synchrone peut attaquer un enregistreur de charge minimale 500Ω . De cette façon, il est possible d'étudier la stabilité des sources à court et long terme, en suivant l'évolution du signal de pompage optique. Des enregistrements continus de durée supérieure à 100 heures ont ainsi permis de juger des performances des sources à long terme et d'évaluer l'influence de divers paramètres.

L'électronique que nous venons de décrire est réalisée sous la forme de deux tiroirs, l'un recevant l'oscillateur de référence et la détection synchrone, l'autre le système de balayage. On dispose, sur les panneaux avant, du réglage du balayage, d'un atténuateur de signal, de la prise test oscillos-

cope et des sorties enregistreur. L'oscillateur de référence peut être déconnecté, de façon à rendre la fréquence de balayage réglable, en utilisant un générateur basse fréquence extérieur. L'alimentation de l'électronique est obtenue à partir d'un ensemble ELA délivrant trois tensions indépendantes : 24 V. pour alimenter l'ensemble du montage, 12 V. pour le circuit de balayage et 12 V. comme éventuel chauffage d'appoint de la cellule de résonance.

2. APPLICATIONS ANNEXES DU BANC DE POMPAGE OPTIQUE

Nous avons dit, précédemment, que le banc de pompage optique que nous venons de décrire pouvait, non seulement être utilisé pour la mise au point des sources, mais, de plus, servir à étudier d'autres éléments tels que :

- les polariseurs
- les cellules de résonance
- les détecteurs photoélectriques.

Nous allons maintenant décrire ces applications annexes mais intéressantes.

2. 1. ETUDE DES POLARISEURS

Le polariseur circulaire utilisé est constitué par un polaroïd choisi pour la longueur d'onde utilisée et une lame quart d'onde en mica, de 80 x 80 mm. Si la qualité du polaroïd est sensiblement constante, la lame de mica doit être choisie de façon à ce qu'elle soit effectivement quart d'onde et d'une manière homogène sur toute sa surface. Si ceci n'est pas réalisé le rapport de la lumière polarisée, dans un sens, par exemple σ^+ et dans l'autre sens σ^- , peut ne pas être grand. La lumière σ^- étant dépompante, le nombre d'atomes accumulés dans l'état m le plus élevé est réduit, de telle sorte que le signal de pompage optique est diminué de façon importante. On a ainsi noté des rapports de 3 dans l'amplitude du signal, suivant les quarts d'onde utilisées. Un tri sérieux est donc nécessaire et l'appareil de pompage optique réalisé se prête bien à cette sélection.

2. 2. ETUDE DES CELLULES DE RESONANCE

Deux critères permettent d'effectuer des expériences comparatives entre les cellules de résonance : l'intensité du

signal et la constante de temps. Ces valeurs sont caractéristiques de la cellule si l'on travaille avec une intensité lumineuse constante et un polariseur donné.

Ces mesures permettront d'étudier :

- le mode de formation des cellules
- l'influence de la température de la cellule
- la comparaison de divers types de cellules
- le temps de relaxation de paroi
- l'influence de l'intensité lumineuse sur la constante de temps.

Les types de cellules étudiées sont définis comme suit :

- PC 1 : diamètre 5 cm, paroi de paraffine dentérée
- PC 2 : diamètre 5 cm, paroi de paraflint
- CE : cellule elliptique, diamètre extérieur 8 cm
épaisseur 4 cm.
- GC 1 : diamètre 10 cm, paroi de paraflint
- GC 2 : diamètre 10 cm, paroi de paraflint contaminée.

2. 2. 1. Mode de formation des cellules

Les cellules réalisées au laboratoire ont été formées dans l'appareil de pompage optique. Ceci permet de suivre la formation en contrôlant en permanence l'amplitude du signal de pompage optique qu'elles fournissent.

Les cellules dont la paroi est en paraflint sont mises dans l'appareil à une température de 65 °C. Aucun signal n'apparaît d'abord. Puis, au bout de 15 minutes environ, un très faible signal se manifeste. Il augmente assez rapidement et, au bout d'une heure, atteint au moins 90 % de sa valeur finale. On peut considérer que la valeur maximum est pratiquement acquise au bout de 3 heures. On peut attribuer la nécessité de former les cellules au fait que la paraffine adsorbe une

certaine quantité de potassium. Tant que la paroi n'est pas saturée, il ne peut pas s'établir une pression de vapeur correcte et aucun signal ne peut être détecté. Lorsque la paroi est saturée, la pression de vapeur dans la cellule atteint alors la valeur définie par la température du queusot. Le temps nécessaire à la formation de la paroi est défini par la vitesse d'effusion du potassium qui dépend de la température de formation et du diamètre de l'étranglement entre le queusot et la cellule proprement dite. La géométrie du tube contenant la cellule est telle que la température du queusot est inférieure de quelques degrés à celle du reste de l'ampoule. Dans ce cas, on obtient une vitesse de formation suffisante en donnant à l'étranglement un diamètre de l'ordre de 2 mm. Cette façon de procéder supprime les risques d'une contamination des parois de la cellule par distillation. Une cellule volontairement contaminée sera comparée aux résultats donnés par les autres cellules.

Mentionnons qu'il peut exister, dès la mise en route de la formation, un léger signal qui disparaît en deux ou trois minutes. Celui-ci est dû à une très légère contamination de la paroi au moment du scellement du queusot. Cette faible quantité de potassium s'adsorbe alors très rapidement dans la paroi lorsque la formation commence et ne modifie en rien les performances obtenues.

2. 2. 2. Influence de la température.

Il existe une valeur de la température de la cellule pour laquelle le signal est maximum. Cet optimum se situe vers 70 °C pour les cellules de 5 cm de diamètre et vers 60°C pour les cellules de 10 cm de diamètre.

La cellule elliptique présente son maximum vers 74°C. La variation de l'amplitude du signal est d'environ - 10 % pour $\pm 5^\circ\text{C}$. La température de cellule doit donc être réglée à $\pm 2^\circ\text{C}$ près pour avoir une influence pratiquement négligeable sur l'amplitude du signal. Les chiffres donnés ci-dessus

semblent montrer que la température optimale est définie par l'épaisseur optique. En effet, un écart de 10°C correspond à une variation de pression de vapeur d'un facteur 2, c'est-à-dire au rapport des épaisseurs des cellules rondes.

2. 2. 3. Comparaison des types de cellules

Si on interpose un certain nombre de diaphragmes devant le faisceau lumineux, on peut faire varier l'intensité lumineuse irradiant la cellule et tracer, pour chaque cellule, les caractéristiques donnant la constante de temps en fonction du signal DEHMELT.

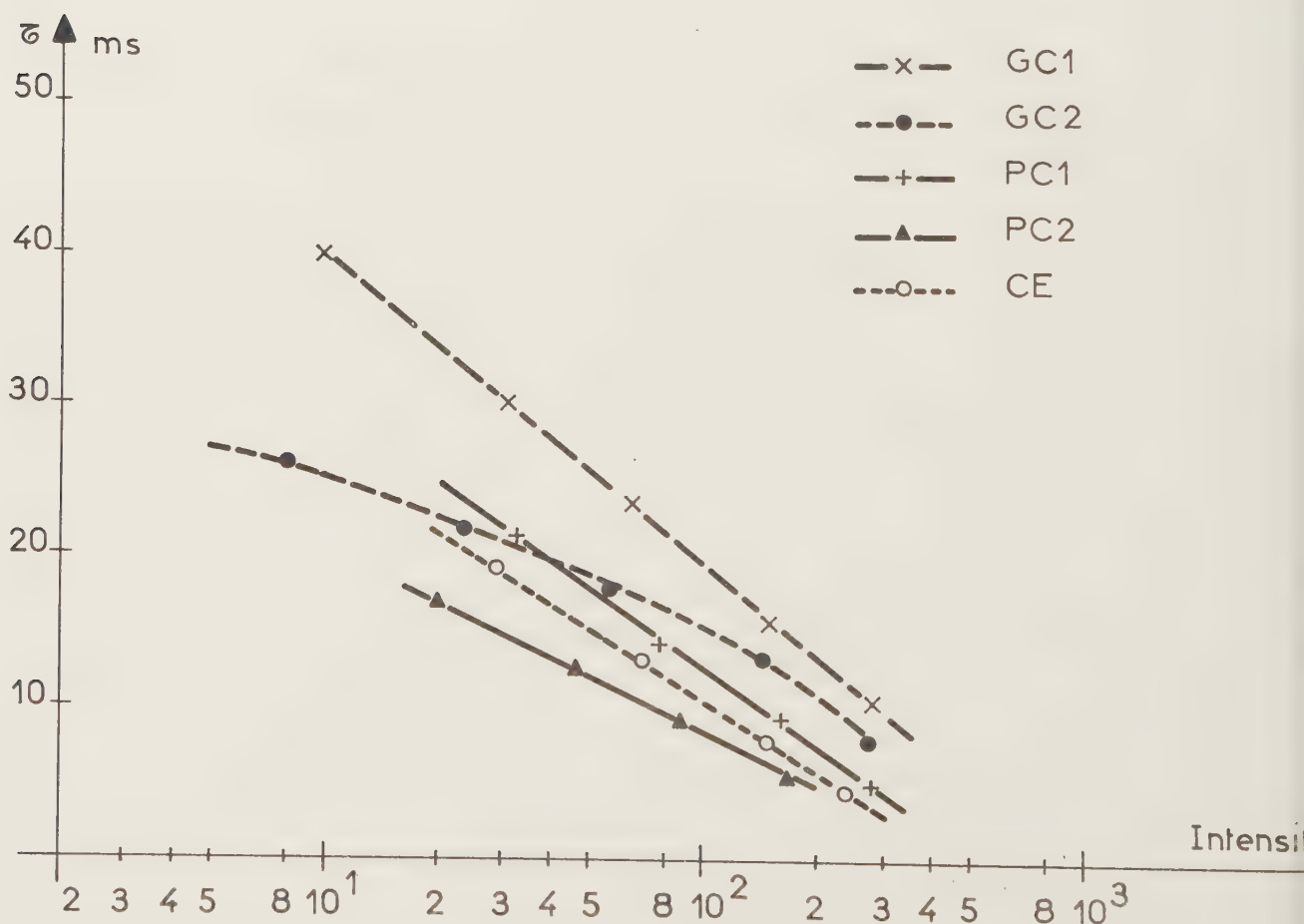


Fig. 7 - Influence de l'intensité lumineuse sur la constante de temps τ

On constate alors que le signal DEHMELT croît à peu près linéairement avec l'intensité lumineuse. Or, nous savons que le rapport signal sur bruit croît comme $\sqrt{I}$, l'on a donc intérêt à augmenter la lumière si celle-ci n'entraîne pas d'élargissement de la raie de résonance. On voit, d'autre part, que pour une même intensité lumineuse l'amplitude du signal diffère assez peu suivant le type de cellule. Par contre, la constante de temps des grosses cellules est nettement plus forte que celle des petites.

2. 2. 4. Temps de relaxation de paroi.

La constante de temps définie par le signal de pompage optique représente l'action conjuguée du pompage et de la relaxation de paroi :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_R}$$

Si la lumière est très faible, on voit que τ tend vers τ_R . Cette mesure n'est pas réalisable en pratique mais comme l'a montré DEHMELT (4), on peut y accéder en cherchant la valeur asymptotique de τ lorsque l'intensité tend vers 0. Nous voyons cependant que les courbes relevées expérimentalement ne permettent pas de définir cette valeur asymptotique à cause des nombreux parasites existant au laboratoire et qui empêchent les mesures pour des flux très faibles. Un seul cas permet d'obtenir cette valeur : la cellule contaminée tend nettement vers une asymptote située vers 30 ms. On voit ici que les qualités de la paroi ont été détruites par la contamination et que cette cellule fournira une largeur de raie augmentée de façon sensible.

Dans les autres cas, il est difficile de conclure mais on peut estimer que le temps de relaxation de paroi est supérieur à 100 ms. Son influence sera donc négligeable aux fortes intensités lumineuses où le temps de pompage devient inférieur à 10 ms.

2. 2. 5. Action de l'intensité lumineuse sur le temps de pompage

On peut donc considérer que c'est la valeur de l'intensité lumineuse qui définit en pratique la constante de temps du signal de désorientation, c'est-à-dire le temps de pompage optique des atomes de Potassium.

La photographie ci-contre montre l'influence de l'intensité sur la valeur de la constante de temps du signal de désorientation. On a choisi une fréquence de balayage suffisamment faible et égale à 20 Hz, de façon à permettre l'observation de grandes constantes de temps. Les intensités lumineuses vont en décroissant de bas en haut et les amplitudes des signaux ne sont pas comparables.

La figure 7 précédente nous a permis de comparer les divers types de cellules. On peut, de plus, en tirer d'intéressants renseignements quantitatifs : on constate qu'à amplitude de signal égale, les grosses cellules possèdent un temps de pompage sensiblement deux fois plus grand que celui relatif aux petites cellules. On remarque cependant, en comparant les petites cellules PC 1 et PC 2 qui ne diffèrent que par leur revêtement intérieur, que la cellule à paraffine deutérée semble supérieure à l'autre. Il sera donc intéressant d'étudier ultérieurement les performances réalisées par de grosses cellules à paraffine deutérée.

Le paramètre essentiel définissant la sensibilité d'un magnétomètre à pompage optique est, avec le rapport signal sur bruit, la valeur de la largeur de la raie de résonance. Celle-ci est définie par la relation suivante (8) :

$$f = \frac{1}{\pi} \times \left[\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_R} \right]$$

Nous avons vu que τ_R est négligeable, on a donc :

$$f = \frac{1}{\pi \tau_p}$$



Dans le cas de la petite cellule, on a donc pour une intensité habituelle, une largeur de raie de 55 c/s. Pour le Potassium qui donne 7 c/s par γ , on aura donc une largeur de raie de résonance de 8γ .

Pour la grosse cellule, la valeur obtenue sera de 4γ . On voit donc que la lumière élargit de façon certaine la raie de résonance. Cependant, les conditions d'utilisation des magnétomètres à pompage optique sont en général telles que les largeurs d'inhomogénéité sont bien supérieures à ces chiffres. On pourra donc augmenter l'intensité lumineuse sans affecter pratiquement la largeur de raie observée.

2. 2. 6. Conclusion de l'étude des cellules de résonance.

En résumé, nous pouvons rappeler les grandes lignes définies précédemment : les grosses cellules doivent fournir des largeurs de raies nettement plus faibles que les petites. A cela s'ajoute l'avantage de travailler à une température plus faible. L'utilisation de paraffine deutérée est susceptible d'améliorer les résultats obtenus. Il est important de ne pas contaminer la cellule sous peine de dégrader les performances réalisables.

On a intérêt à augmenter l'intensité lumineuse I qui irradie la cellule pour améliorer le rapport signal sur bruit qui croît ici comme $\sqrt{I}$, puisque la largeur de raie de résonance n'est pas encore affectée de façon appréciable dans les conditions actuelles.

La vérification de ces divers points doit être faite sur des magnétomètres à pompage optique dans un champ magnétique aussi uniforme que possible.

2. 3. DETECTEURS PHOTOELECTRIQUES.

=====

Il s'agit de détecter dans un flux lumineux assez important une modulation dont le taux ne dépasse pas quelques pour mille. Le problème essentiel est alors le rapport signal sur bruit.

Deux détecteurs répondent assez bien au problème et de façon assez semblable :

- le photomultiplicateur
- la cellule photovoltaïque au silicium (ou cellule solaire).

Nous allons décrire les avantages et inconvénients de chacun d'entre eux.

2. 3. 1. Le photomultiplicateur

La valeur du rapport signal sur bruit d'un photomultiplicateur est accrue par :

- un bon rendement quantique de photocathode
- une lumière aussi intense que possible
- une réponse spectrale adaptée.

La valeur du courant d'obscurité n'intervient pas ici, vu les flux importants utilisés.

La longueur d'onde des raies de résonance du Potassium étant de 7 700 Å, deux types de photocathodes peuvent convenir :

- type S1 qui possède un maximum de sensibilité à 7 500 Å avec une efficacité quantique de 0,38 %.
- type S 20 qui possède un maximum de sensibilité à 4 000 Å avec un rendement de 18 % et qui reste égal à 0,75 % à 7 700 Å.

De plus, un nouveau type C 70 038 D produit par R.C.A. donne une efficacité quantique de 1 % vers 7 700 Å.

Nous avons ici utilisé le type S 1 avec deux modèles différents présentant des caractéristiques très semblables :

- DUMONT 8 062 dont la surface utile de photocathode est de 5 cm².
- RT 150 CVP dont la surface utile est de 8 cm².

Des mesures expérimentales sur les gains des dynodes, l'efficacité de collection et l'efficacité quantique ont montré que ces deux types possédaient des performances équivalentes. Par contre, la comparaison de 8 photomultiplicateurs disponibles a montré qu'un tri de ceux-ci était conseillé avant leur utilisation. Le tableau ci-dessous montre le résultat des mesures effectuées. On voit que trois des tubes sont inutilisables alors que quatre autres présentent des performances semblables et satisfaisantes.

type	courant μ A Photocathode	bruit à 80 Hz	S/B %	CONCLUSIONS
RT 1	0,65	11	6	-
RT 2	0,7	10	7	-
RT 3	0,85	14	6	-
RT 4	0,85	44	2	Bruit important
RT 5	0,5	-	-	Fluctuations B.F. très importante
D 1	0,55	8	7	-
D 2	0,57	23	2,5	Bruit important
D 3	0,15	3	5	Faible efficacité quantique

Le bruit dans le photomultiplicateur est le bruit shot de la photocathode :

$$i_B^2 = 2 e \cdot I_K \cdot \Delta f \cdot p$$

où I_K est le courant de photocathode, Δf la bande passante et p un facteur tenant compte de l'influence des dynodes.

Le bruit shot est un bruit blanc qui varie comme la racine carrée de l'intensité.

Nous pouvons calculer le bruit obtenu dans le cas où le débit est de $0,8 \mu A$ pour une bande passante de $1\ 000\ Hz$ soit :

$$|\bar{i}_B| = 1,7 \cdot 10^{-11} A$$

La tension de bruit mesurée est de l'ordre de $0,3\ mV$, avec un gain de 300 et une résistance de charge de $50\ k\Omega$. Le courant de bruit mesuré rapporté à la photocathode est alors :

$$|\bar{i}_B| = 2,2 \cdot 10^{-11} A.$$

Les valeurs obtenues sont donc effectivement comparables.

Le gain du photomultiplicateur étant de 10^6 , il n'est pas question d'en utiliser toutes les dynodes. D'autre part, le courant demandé à la dynode servant d'anode ne doit pas être trop grand. Nous limiterons donc à 4 le nombre des dynodes utilisées. Le schéma ci-dessous représente le montage adapté. Le gain obtenu est de 300 environ, ce qui limite à $250\ \mu A$ le courant demandé à la dernière dynode. L'ensemble est alimenté à partir de 7 piles 90 volts, soit 630 volts.

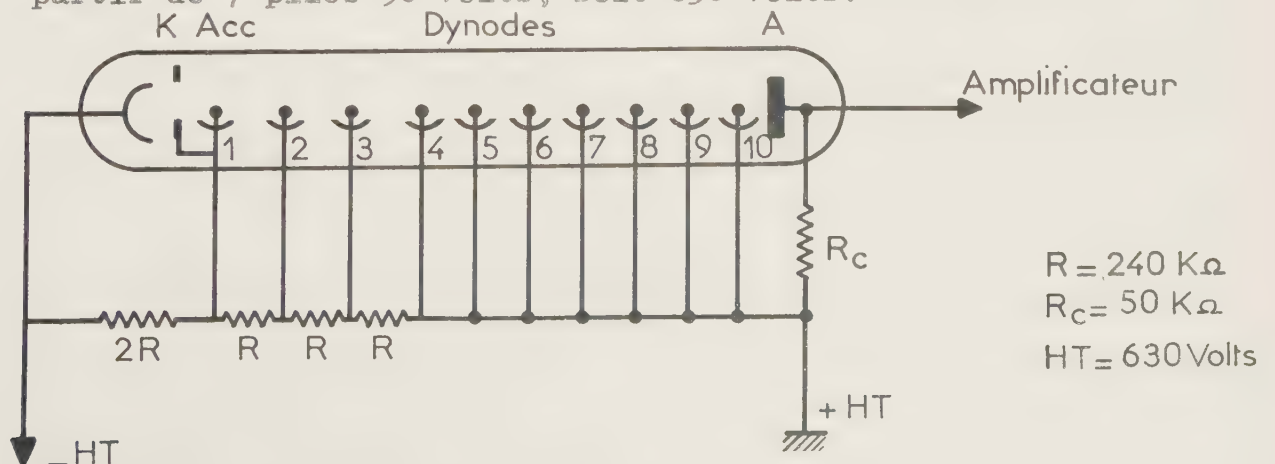


Fig.8 — Montage du photomultiplicateur 150 CVP

2. 3. 2. Cellules photovoltaïques.

Les cellules photovoltaïques peuvent constituer un détecteur convenable sous forme de "cellule solaire". En effet, elles se présentent comme une diode au silicium à jonction diffusée de grande surface. Le bruit de ces cellules est relativement intense, mais le rendement quantique est tel que le rapport S/B est satisfaisant.

Le maximum de sensibilité se situe à 9 000 Å. et la réponse relative est de 85 % environ à 7 700 Å.

La diode non éclairée présente une caractéristique semblable à une diode classique au Silicium. Si un photon pénètre dans le cristal et s'il possède une énergie supérieure à la bande interdite du silicium, il libère une paire électron-trou. Les charges libérées diffusent dans le cristal et s'accu-

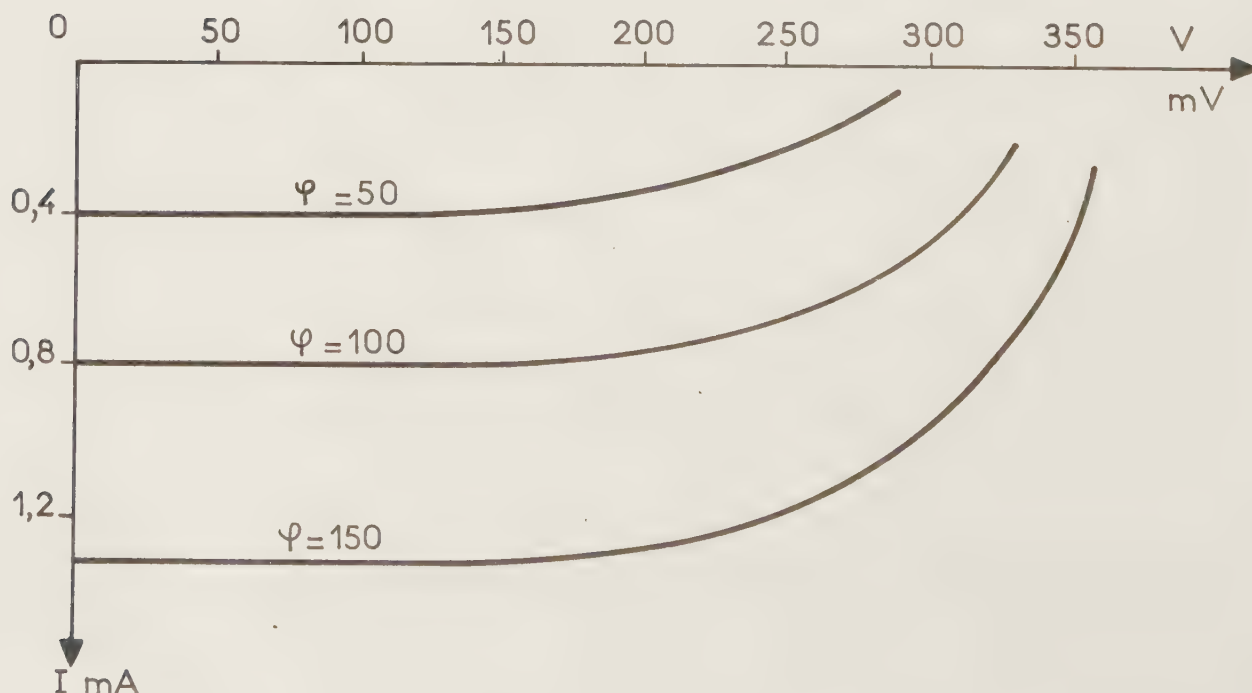


Fig. 9_ Caractéristiques expérimentales des cellules solaires en fonction de l'éclairement.

mulent de chaque côté de la jonction. Si on ferme le circuit extérieur, un courant photovoltaïque circule. Le rendement énergétique obtenu est de l'ordre de 10 %.

La région de la caractéristique utilisée est celle où la diode fonctionne en générateur de courant. Si la cellule solaire fonctionne en générateur, il existe un point de fonctionnement optimal où la puissance disponible sera maximum et la cellule sera alors chargée par une résistance égale à sa résistance interne. Cette résistance interne est fonction du flux lumineux. Sous l'éclairement solaire moyen, elle est de 2 à 3 ohms, tandis qu'avec l'éclairement de 5 w/m^2 qui est le notre, la résistance interne est de l'ordre de 250Ω .

Le bruit qui apparaît dans la cellule solaire a plusieurs origines distinctes :

- le bruit thermique
- le bruit shot
- le bruit de courant.

Les deux premiers sont des bruits blancs qui sont masqués en pratique par le bruit de courant qui est dû principalement aux fluctuations de la durée de vie et du nombre des porteurs, donc à la génération et à la recombinaison de ceux-ci. Ce bruit est très important en basse fréquence puisqu'il décroît en $1/f$. En pratique, il est prédominant jusque vers 1 000 Hz et puisque notre fréquence de modulation est inférieure à 100 Hz il est le seul à considérer.

L'amplification du signal est réalisée à l'aide d'un amplificateur de tension faible bruit. Nous voyons sur le graphique précédent que les courbes $I = f(V)$ à éclairement constant se rapprochent lorsque la résistance de charge croît. Par conséquent, si l'on relève la courbe donnant la variation de tension relative à une variation donnée d'éclairement en fonction de la résistance de charge R , on observe une première partie linéaire avec R puis un maximum très plat autour du

rendement optimum. Il est difficile de connaître la variation exacte du bruit de courant en fonction de R . Cependant pour les faibles valeurs de R , le courant est constant et le bruit croît sensiblement comme R . Au-delà, le fait de collecter insuffisamment les porteurs existant dans la cellule augmente le bruit et puisque la tension présente une valeur maximum, le rapport signal sur bruit se dégrade. Il existe donc une valeur donnant un rapport signal sur bruit optimum.

On doit tenir compte du facteur de bruit de l'amplificateur. Celui-ci doit, si possible, présenter un bruit dont la valeur ne dépasse pas le quart du bruit de cellule au point de fonctionnement adapté.

La façon la plus rationnelle de connaître la valeur optimale de la résistance de charge est d'effectuer des mesures expérimentales. On constate que le rapport signal sur bruit est maximum lorsque la résistance de charge est de l'ordre de 120Ω avec un éclairement de 5 w/m^2 .

On pourrait attendre des cellules solaires une grosse amélioration du rapport signal sur bruit par rapport aux photomultiplicateurs puisque le rendement quantique est d'environ 25 fois plus grand. Ce serait exact s'il n'y avait le bruit de courant qui détruit partiellement cet avantage. Cependant on peut évaluer à 3 db environ l'amélioration du rapport signal sur bruit obtenue.

Les cellules solaires utilisées sont des cellules HOFFMAN type 2 A de surface égale à 3 cm^2 . Le rendement quantique de ces cellules est de l'ordre de 10 %. Cependant leur grande surface fait qu'une dispersion assez importante peut exister. Un tri préalable avant leur utilisation est absolument indispensable. Le tableau ci-dessous montre les différences de performances fournies par 12 cellules du même type. L'éclairement des cellules est maintenu constant et l'on mesure la tension continue aux bornes de la résistance de charge. On constate que le

rendement des cellules varie dans un rapport 1 à 3. D'autre part, on module à 80 Hz la source de lumière et on regarde la valeur du rapport signal sur bruit après un amplificateur sélectif à 80 Hz.

N°	V = mV	V _S 80 Hz	V _B 80 Hz	S/B 80 Hz
1	97	1,59	1,3	1,22
2	31	0,5	5	0,1
3	58	1	0,7	1,43
4	96	1,4	3	0,47
5	54	0,9	15	0,06
6	88	1,4	2,5	0,56
7	97	1,56	2	0,78
8	85	1,4	0,95	1,47
9	30	0,5	7	0,07
10	93	1,5	1	1,5
11	98	1,6	1	1,6
12	84	1,35	1,2	1,13

Les valeurs obtenues sont très diverses pour deux raisons : la dispersion importante du rendement énergétique et l'inhomogénéité de la cellule. On constate que 5 des cellules seulement présentent un rapport signal sur bruit convenable.

C H A P I T R E I I

SOURCES A DECHARGE HAUTE FREQUENCE

1. OPTIMISATION DE LA SOURCE

La source de lumière est constituée d'une petite ampoule de verre Pyrex contenant le métal à exciter et un gaz rare destiné à faciliter l'amorçage de la décharge. L'ampoule est placée dans un bobinage parcouru par un courant de haute fréquence.

Avant le début de cette étude, une source de lumière excitée en haute fréquence était déjà utilisée sur les magnétomètres à pompage optique du laboratoire. Cette source a servi de point de départ aux développements qui vont suivre. Une étude systématique de son fonctionnement a permis de dégager l'influence des divers paramètres et de définir un nouveau modèle de source susceptible d'apporter des performances optimales. Les appareillages électroniques permettant l'utilisation de cette source feront l'objet du chapitre IV.

1. 1. CONSIDERATIONS FONDAMENTALES

La source de départ est constituée par une enveloppe cylindrique de Pyrex de 1 mm de paroi, 18 mm de diamètre et 25 mm de longueur. Cette ampoule est placée directement dans le bobinage d'un oscillateur HARTLEY classique opérant en classe C vers 50 MHz. La haute tension de l'oscillateur est fournie par une alimentation réglable entre 0 et 400 volts. La puissance mise en jeu est réglée par la valeur de cette tension.

L'ampoule de Pyrex est remplie d'Argon sous une pression de 1 mmHg. Ce gaz d'appoint a pour but de permettre l'amorçage de la décharge lorsque la source est froide et que la pression de vapeur du métal à exciter n'exécute pas (dans le cas du Potassium) 10^{-6} mmHg. La décharge obtenue dans le gaz rare augmente la température du métal, donc sa pression

de vapeur et fait apparaître le spectre de celui-ci dans la lumière émise.

1. 1. 1. Alimentation de l'oscillateur

La source s'illumine spontanément lorsque la tension d'alimentation de l'oscillateur atteint 180 v. Au bout de quelques minutes la présence du potassium se signale par l'apparition d'une teinte rouge orangé. La lumière totale et la lumière utile (définies au chapitre précédent) augmentent avec la tension d'alimentation. Cependant, si celle-ci atteint 210 V. de grandes fluctuations visibles de l'intensité prennent naissance. Ce phénomène fait apparaître le caractère instable de la décharge dont l'impédance possède un fort coefficient négatif de température. En conséquence, une augmentation de puissance dissipée dans la source en diminuera l'impédance et entraînera, à tension constante un accroissement de courant, donc de puissance.

La solution à ce problème a été signalée par plusieurs auteurs (6) (7) et consiste à alimenter l'oscillateur à l'aide d'une alimentation stabilisée en courant. Dans ce cas, toute diminution de l'impédance du plasma aura pour conséquence une diminution de la haute tension à courant constant, ce qui aura tendance à empêcher l'évolution du plasma par le biais d'une diminution de la puissance d'excitation. Tout équilibre sera stable. La réalisation et l'utilisation d'une alimentation de ce type nous a permis de vérifier la disparition de ces relaxations. Nous avons donc conservé ce système dans la suite de notre travail.

Le caractère négatif du coefficient de température de l'impédance du plasma se traduit, en particulier, lors de l'amorçage de la source. En effet, si l'impédance présentée par celle-ci est de l'ordre de 2 000 Ω avant d'être ionisée, elle descend vers 1 000 Ω lorsque la décharge est amorcée. L'amorçage de la source est dû au champ électrique entre spires, comme on le verra lors de l'étude théorique de la décharge.

Dans ce cas, l'avantage supplémentaire de l'utilisation d'une alimentation stabilisée en courant est de procurer une "sur-tension à l'allumage" due à la forte impédance du plasma et ainsi de favoriser l'amorçage de la décharge. Ce phénomène n'existe évidemment pas dans le cas d'une alimentation stabilisée en tension qui procure au contraire une "sous intensité à l'allumage".

1. 1. 2. Le gaz d'appoint

La nature et la pression du gaz d'appoint affectent de façon importante les performances de la source.

La valeur du potentiel d'ionisation de celui-ci agit sur la facilité d'allumage. Celui-ci va de 21,5 eV pour le Néon à 15,7 pour l'Argon et 14 eV pour le Krypton. D'autre part, si la pression de vapeur du Potassium est moyenne (de l'ordre de $7 \cdot 10^{-3}$ mm Hg), des oscillations de relaxation prennent naissance. Elles sont dues à l'existence simultanée de l'ionisation dans le gaz rare et dans le Potassium ainsi qu'à la constante de temps thermique définie par le chauffage de la réserve de potassium par la décharge dans le gaz rare. Nous avons confirmé expérimentalement les remarques de divers auteurs (6) (13) signalant que ces oscillations de relaxation sont importantes et irrégulières pour les éléments légers alors qu'elles sont de faible amplitude et presque sinusoïdales pour les éléments plus lourds. Le Krypton, par exemple, donne des oscillations quasi-sinusoïdales dont la fréquence est de quelques kilohertz. Par contre, il semblerait que les raies d'émission auraient tendance à être élargies par l'utilisation d'éléments lourds (6).

Le bilan de ces arguments a amené à retenir le Krypton sous une pression de 1 mm Hg comme présentant le meilleur compromis.

1. 1. 3. Stabilité de l'intensité lumineuse

L'appareil décrit au chapitre précédant permet d'avoir accès à la grandeur la plus intéressante : l'intensité de la lumière utile. Si une source est excitée à une puissance constante définie par le débit imposé à l'oscillateur, la lumière utile obtenue n'est pas stable. En laissant de côté les oscillations de relaxation résolues comme l'on sait, l'intensité émise est affectée de dérives à long terme se traduisant généralement par une diminution d'un facteur 2 toutes les 2 ou 3 heures. Dans un petit nombre de cas on observe, de même, une augmentation dans le même rapport. Ceci est dû aux migrations massives et lentes du potassium dans la source qui sont, de plus, génératrices d'un bruit de fluctuation important.

Plusieurs raisons peuvent être invoquées. L'influence des variations de la température ambiante et des courants d'air n'est pas la moindre. D'autre part, deux fonctions sont assumées par la puissance haute fréquence :

- l'entretien de l'excitation
- le maintien à une valeur convenable de la pression de vapeur de Potassium.

Il faut que la température des parois de la source soit suffisante pour que le potassium ne puisse se condenser que dans les extrémités. Cette température est obtenue à la fois par chauffage diélectrique du verre par la haute fréquence et par pertes thermiques du plasma. Ce mélange de deux fonctions est tout à fait défavorable au maintien d'une grande stabilité.

On peut chiffrer l'action du débit de l'oscillateur sur l'intensité de la lumière utiles par le tableau suivant :

I mA	70	75	80	85
Int. L.U.	10	32	36	100
Valeurs relatives				

1. 1. 4. Durée de vie des sources

La durée de vie des sources est variable et faible. Elle n'excède pas 20 à 40 heures. Au delà, bien qu'il reste souvent une réserve de Potassium, il devient impossible de les amorcer. Un certain nombre, cependant, a entièrement consommé le potassium présent au départ.

Après quelques heures de fonctionnement, les sources prennent une couleur brune plus ou moins irrégulière qui s'accroît au cours du temps. La liaison avec la disparition du potassium est évidente. Les expériences suivantes permettent d'élucider le problème.

- a) Une source neuve est mise dans une étuve à 200°C. Elle prend rapidement une coloration brune qui s'accroît au cours du temps.
- b) Si la température est de 240°C, la coloration est plus rapide et la réserve de potassium disparaît en une dizaine d'heures.
- c) Si la température de cette même source est portée vers 280°C la coloration brune fait place, peu à peu, à une coloration brun-jaune assez claire.
- d) Si une source brune, ayant consommé tout son potassium comme au § b, est chauffée quelques minutes vers 350°C puis refroidie rapidement, elle se recouvre intérieurement d'un voile de potassium qui peut être migré vers les queue-sots. On constate que la coloration résiduelle n'est plus brune, mais du brun jaune défini au § c.
- e) Le même résultat peut être obtenu en chauffant la source assez fortement et rapidement au chalumeau.
- f) Le potassium étant ainsi régénéré, ces sources peuvent être utilisées à nouveau et donner des performances nor-

- g) Si une lampe brune est brisée, la coloration brune fait place, en quelques minutes, à une coloration blanchâtre progressant lentement dans l'intérieur du verre.

A ces considérations s'ajoute la présence d'une certaine quantité de sodium, mise en évidence par l'étude spectroscopique que nous exposerons plus loin. On peut alors proposer l'explication suivante :

Sous l'action conjuguée de la température et de la haute fréquence, le potassium présent dans l'ampoule s'adsorbe énergiquement dans les parois. Cette adsorption physique est accompagnée d'une chimisorption, le potassium tendant à réduire la soude présente dans le Pyrex pour former de la potasse.

Cette action chimique est prouvée d'abord par la présence de sodium dans le spectre émis par la source. D'autre part, on sait que l'adsorption physique est un phénomène inversement proportionnel à la température alors que l'on a noté que la disparition du potassium était d'autant plus rapide que la température était plus grande, ce qui caractérise une chimisorption. Il faut noter que seule une faible partie des atomes de sodium libérés se retrouve à l'intérieur de l'ampoule puisque toute trace métallique disparaît dans les sources anciennes. La couleur brune peut être attribuée à l'adsorption physique puisqu'elle disparaît, soit lorsque l'on accélère la chimisorption en augmentant la température, soit lorsque l'on expulse les atomes adsorbés vers l'intérieur de l'ampoule en créant un point froid qui les regroupe.

Divers auteurs ont signalé qu'un lavage intérieur de la source, soit avec des sels de borate (6), soit avec une solution d'acide fluorhydrique (12) (22), supprimait ou atténuait le brunissement de la lampe. Une série de sources lavées avec une solution à 10 % d'acide fluorhydrique a été réalisée. Après une centaine d'heures de fonctionnement, ces sources ont une coloration très légère, brun jaune. Il semble donc que l'adsorp-

tion physique soit considérablement réduite. On peut, de fait, estimer que les atomes de potassium s'adsorbant dans la paroi entrent immédiatement en liaison chimique avec les composés fluorhydriques existants, ce qui supprime donc la phase de solution solide responsable de la coloration brun foncé. Il faut noter que ce lavage ne supprime pas la présence de sodium à l'intérieur de l'ampoule.

Les phénomènes que nous venons de décrire comme liés à la température sont amplifiés par le fait que le gaz situé à l'intérieur de la source est ionisé. Les ions peuvent alors pénétrer dans la paroi avec une vitesse qui peut être grande et s'y adsorber d'autant plus profondément. Le gaz rare d'appoint peut alors être aussi adsorbé dans la paroi, comme l'a montré L. HOLLAND (25). La difficulté parfois éprouvée pour allumer certaines sources s'explique peut-être par une diminution importante de la pression du gaz rare, à la suite d'une excitation haute fréquence trop importante.

L'influence de cette coloration de la source semble ne pas agir de façon mesurable sur l'intensité et la forme des raies émises, en accord avec l'avis de divers auteurs (6). On peut cependant penser que la présence de potassium dans la paroi peut affecter légèrement l'intensité relative des raies du potassium. Aucune mesure comparative n'a pu mettre ce fait en évidence et cette évolution, si elle existe, est suffisamment lente pour être négligée vis-à-vis des autres dérives.

Il s'ensuit que la durée de vie des sources ne semble devoir être limitée que par la disparition du potassium. La vitesse de disparition de celui-ci étant fonction croissante de la température, il importe que celle-ci ne dépasse pas une certaine valeur chiffrable aux environs de 200°C.

1. 2. DEFINITION DU MODELE RETENU.

=====

Il ressort des considérations générales que nous venons de faire que deux critères fondamentaux doivent être respectés :

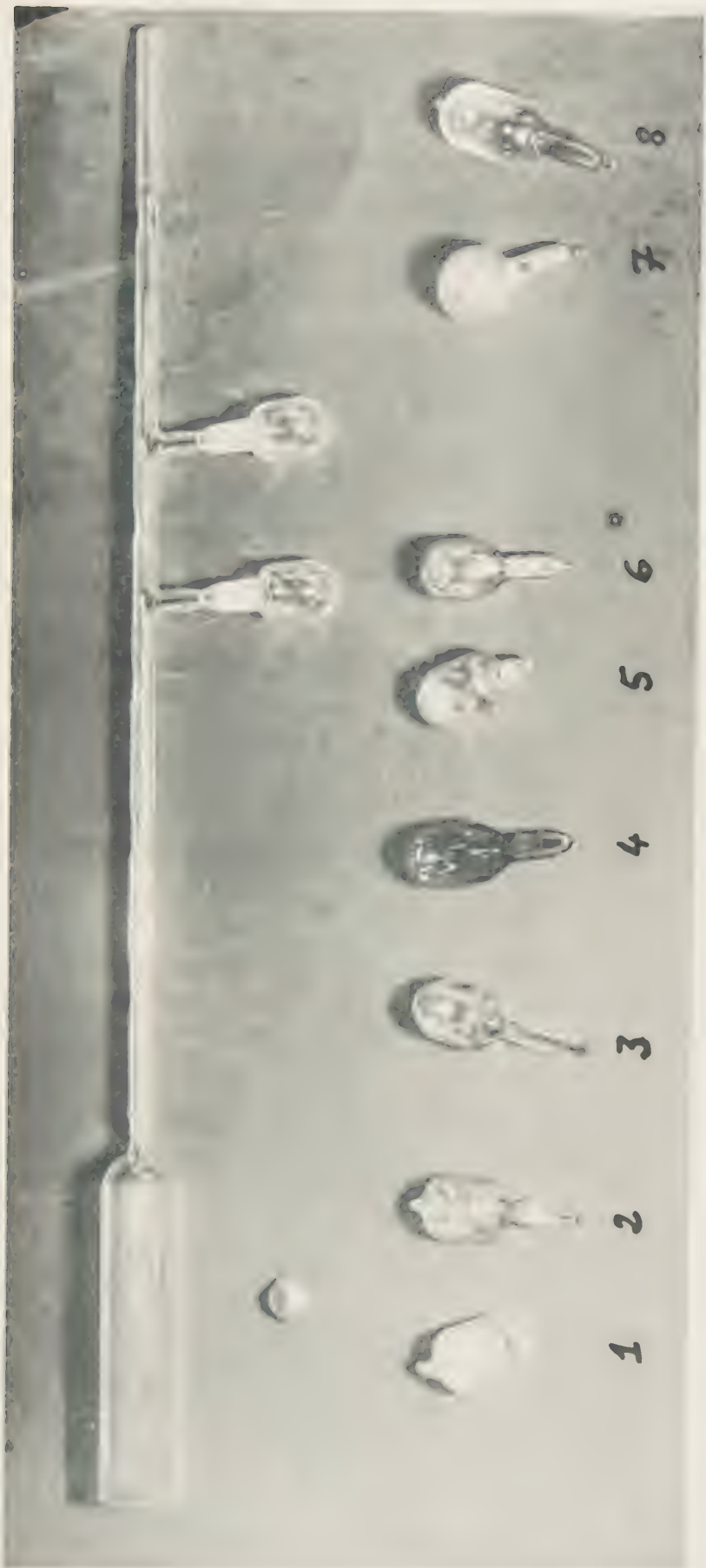
- la stabilité de la lumière utile sera acquise si la pression de vapeur du potassium est stable et si celui-ci est rassemblé en un point froid situé à l'écart des tra-jets lumineux.
- la durée de vie sera améliorée si la température ne dépasse en aucun point de l'ampoule une valeur maximum de 200°C.

Pour réaliser ces conditions, il est indispensable de disjoindre les deux fonctions remplies par la haute fréquence : excitation de la décharge et chauffage de la réserve de Potassium. La solution proposée est de doter la source d'un queue-sot où se situe la réserve de potassium et de chauffer celui-ci à l'aide d'un four. La haute fréquence conserve la fonction d'excitation de la décharge, tout en assurant aux parois de l'ampoule une température supérieure en tout point à celle du queue-sot.

1. 2. 1. Choix de la forme de source.

La photographie n° 4 ci-jointe montre l'évolution réalisée à partir du modèle primitif 1 pour aboutir au modèle 6 présentant des performances satisfaisantes. Les modèles 2 et 3 possèdent un étranglement à l'entrée du queue-sot où l'adsorption est très importante et qui gêne la libre diffusion du potassium vers le corps de la source. Le modèle 4 présente une solution satisfaisante.

Cependant, ces quatre premiers types sont vus latéralement, c'est-à-dire que la surface émissive utile est la paroi



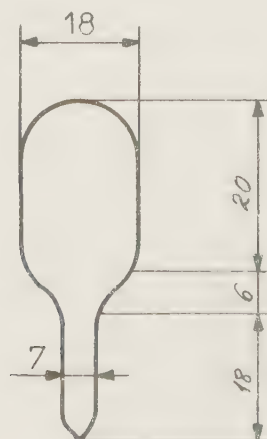
cylindrique. L'effet de masque provoqué par les spires du bobinage réduit notablement cette surface. On a donc envisagé de regarder les sources en bout, c'est-à-dire sur la face en forme de demi-sphère opposée au queusot. Si la surface est plus réduite le masque des spires est supprimé. La géométrie est favorable à un gradient thermique régulier de bas en haut, le système présente des qualités optiques améliorées.

Le modèle n° 5 présente un essai qui n'est pas satisfaisant à cause de la trop faible longueur du queusot. La haute fréquence participe alors de façon très importante au chauffage du potassium.

Le modèle n° 6 possède la même allure que le modèle n° 4, avec un corps plus court puisque ce modèle est regardé en bout.

Le modèle n° 7 montre un essai de source sphérique de 25 mm. de diamètre donnant des résultats satisfaisants.

Le modèle n° 8 est un essai où la source proprement dite est enfermée dans une deuxième enveloppe avec le vide entre les deux. La température de paroi atteinte est alors telle que le potassium disparaît en très peu de temps.



Le modèle n° 6 dont les cotes géométriques sont données sur le schéma ci-contre va donc être utilisé dans les expériences suivantes.

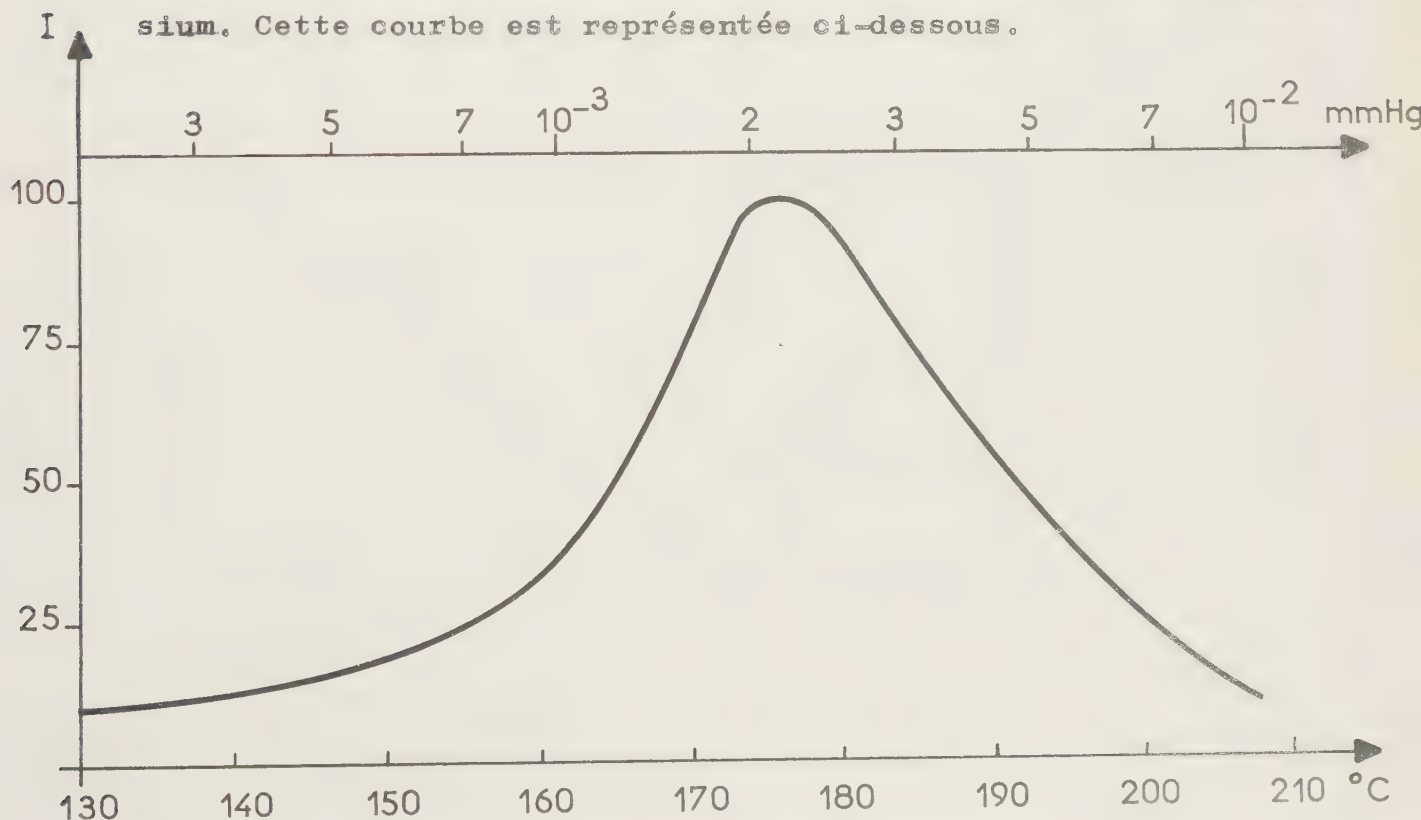
Le four destiné à chauffer le queusot est constitué d'un tube de Teflon sur lequel est bobiné un fil chauffant. Un élément thermosensible peut être introduit

Fig.10 _ Source de lumière
grandeur nature

pour mesurer la température atteinte par le queusot. La température réalisée peut être modifiée en faisant varier la puissance dissipée dans le fil chauffant.

1. 2. 2. Influence de la pression de vapeur sur la lumière utile

Même dans ce cas où le queusot est suffisamment long, la haute fréquence participe au chauffage de la réserve de Potassium. On peut cependant chiffrer à un maximum de 40°C l'élévation de température provoquée par la haute fréquence. Ce chiffre montre qu'en l'absence de chauffage du queusot, la pression de vapeur de Potassium dans l'ampoule est suffisamment faible pour que la présence du Potassium dans le spectre émis soit inobservable. On peut alors tracer une courbe donnant la valeur de l'intensité de la lumière utile en fonction de la température du queusot, c'est-à-dire de la pression de vapeur de potassium. Cette courbe est représentée ci-dessous.



Intensité utile en fonction de la pression de vapeur du potassium

Fig. 11

On peut y distinguer trois zones. La première où la croissance de la lumière avec la pression est lente, la deuxième apparaissant au dessus de 8.10^{-4} mmHg où cette croissance s'accélère fortement. La troisième à partir de 2.10^{-3} mmHg environ où la lumière utile décroît lorsque la pression de vapeur continue à augmenter. On constate, de plus, que le passage de la première à la seconde zone s'accompagne d'oscillations parasites, déjà signalées au paragraphe II 1. 1. 2.

On peut expliquer la forme de cette courbe de la manière suivante : à faible pression de vapeur, seul le spectre du Krypton est présent et la lumière utile croît lentement avec la pression de vapeur, le spectre du Potassium étant émis à titre d'impureté du Krypton. A partir d'une certaine valeur, la probabilité d'ionisation du Potassium devient du même ordre que celle du Krypton, à cause de son très faible potentiel d'ionisation (4,32 eV). On assiste à des phénomènes de relaxation entre les deux types de décharge donnant naissance à des fluctuations de l'intensité lumineuse émise. Au delà, l'ionisation du potassium s'accélère aux dépens du Krypton. L'augmentation de la lumière émise s'accompagne d'un élargissement de la raie d'émission et d'une réabsorption de la lumière émise au centre de la source par les zones périphériques plus froides. Au delà d'une certaine pression, ce phénomène creusant la raie en son centre diminue la lumière servant au pompage optique qui n'utilise que la portion centrale de la raie. Le signal détecté décroît alors rapidement.

Ce schéma sera repris et complété lors de l'étude spectrale au paragraphe III 1. 4.

Il existe donc une valeur optimale de la pression de vapeur pour laquelle la lumière utile émise par la source est maximum.

Un tel réglage étant réalisé, il est intéressant de noter si la lumière utile définie par ce point reste constante.

On constate alors que, pour une puissance dissipée dans le chauffage du quenset assurant la température adéquate, la lumière utile ne subit pas de variations supérieures à 20 % pendant 120 heures consécutives. De plus, on note une corrélation très nette entre ces dérives et les variations de la température ambiante. L'utilisation d'un chauffage régulé en température doit donc permettre de réaliser une constance de la lumière utile à quelques pour cent près à long terme.

1. 2. 3. Influence des paramètres haute fréquence.

La puissance haute fréquence possède un premier rôle qui est de provoquer et d'entretenir l'ionisation du gaz. Elle doit donc avoir une valeur suffisante et une fréquence adaptée. Ces deux critères sont liés. En effet, le choix de la fréquence est déterminé par le fait que la source s'allume d'autant mieux que la fréquence est plus élevée (21) et par le fait que l'auto-absorption de la lumière émise est d'autant plus faible que la couche ionisée est plus mince, donc la fréquence plus élevée. En effet, si les atomes émetteurs sont proches de la paroi, la couche d'atomes capables d'absorber le rayonnement est plus mince et l'auto-absorption est plus faible. Cependant, la puissance mise en jeu dans la décharge, en agissant sur l'intensité d'ionisation, agira également sur la conductivité du plasma, donc sur la profondeur de pénétration. Les conditions régissant l'auto-absorption sont donc complexes et il n'a pas été possible de pousser les études systématiques aussi loin que nous l'aurions souhaité. L'étude spectroscopique des raies d'émission en fonction des paramètres haute fréquence devrait permettre une meilleure compréhension de ce problème. Nous envisageons d'ailleurs d'effectuer une étude complémentaire dans un avenir proche.

Cependant, on a pu relever les faits suivants :

- Avec une alimentation stabilisée en courant et le matériel décrit au Chapitre IV 1., une puissance H.F. de 4 watts est suffisante pour amorcer la décharge.

- La valeur de la puissance H.F. agit peu sur l'intensité de la lumière utile autour de la valeur retenue comme optimale qui est de 6 watts.
- La valeur de 6 watts représente pour la température du corps de la source une valeur optimale. Si la puissance dépasse 7 watts, la consommation du Potassium devient très rapide et la source est rapidement hors d'usage. Si la puissance est inférieure à 5 watts, certains points de la source peuvent être plus froids que le queusor, d'où distillation du Potassium en ces points.
- La valeur de la fréquence semble peu agir sur l'intensité utile obtenue entre 30 et 100 MHz.

On remarquera que nous avons fait intervenir les valeurs de la puissance haute fréquence dissipée dans la source. En effet, ces valeurs montrent qu'il existe une gamme étroite dans laquelle on doit opérer pour conserver un fonctionnement stable et une durée de vie suffisante. De plus, en ce qui concerne les magnétomètres à pompage optique, la proximité du tube oscillateur dont les électrodes sont en nickel provoque une perturbation magnétique indésirable. Ces deux raisons nous ont incités à réaliser un oscillateur haute fréquence pouvant transmettre à distance la puissance nécessaire à l'excitation de la source. Ce transfert par câble coaxial permet d'y insérer un wattmètre directionnel qui renseigne ainsi sur les puissances mises en jeu. D'autre part, l'éloignement de la lampe oscillatrice supprime la perturbation magnétique indésirable.

Le fait de contrôler la pression de vapeur de Potassium indépendamment permet de réaliser ce transfert sans qu'il soit nécessaire de recourir à un asservissement de la fréquence de l'oscillateur aux fluctuations du plasma, comme le fait GOURBER (13).

1. 2. 4. Bruit de la source H.F.

Une des caractéristiques importantes de la source est d'avoir un faible bruit lumineux. Pour évaluer celui-ci on compare la source H.F. à une lampe au tungstène qui assure un bruit quantique minimum. On règle la distance de ces lampes au détecteur photovoltaïque pour obtenir un même débit de 1 mA et on mesure le bruit à 80 Hz à travers la détection synchrone. Le bruit de la source H.F. ne dépasse pas le double du bruit créé par la lampe au tungstène. Cette valeur permet de réaliser des enregistrements géomagnétiques de haute sensibilité.

Aucun phénomène de relaxation n'est à signaler dans le fonctionnement des sources, mis à part bien entendu la relaxation normale de mise en température.

1. 2. 5. Mise au point

En résumé on peut donc rappeler les caractéristiques du modèle de source retenu qui fera l'objet de la description technologique du chapitre IV 1.

La source est formée d'un corps, siège de l'émission lumineuse, et d'un queuecot où se trouve la réserve de Potassium. La pression de vapeur du Potassium est contrôlée à l'aide d'un four régulé en température. La décharge est entretenue à distance par un oscillateur haute fréquence. L'alimentation, stabilisée en courant, de cet oscillateur permet de réaliser une décharge exempte d'oscillations de relaxation.

Le contrôle des divers paramètres de la source permet d'obtenir une bonne stabilité à court et long terme. Le bruit lumineux est à peine supérieur au bruit de courant dans la cellule photovoltaïque. La durée de vie de la lampe est probablement supérieure à 500 heures.

1. 3. METHODE DE FABRICATION DES SOURCES.

=====

Les sources proprement dites sont fabriquées à partir d'une installation à vide classique comprenant :

- une pompe à palettes, réalisant un vide primaire de 10^{-2} mm Hg environ, destinée à amorcer :
- une pompe à diffusion d'huile dont le vide limite est de 2.10^{-7} mm Hg.

Le Potassium est obtenu à partir d'un mélange de bichromate de Potassium et de Zirconium. 300 mg de ce mélange sont enfermés dans une petite capsule de Nickel soudée électriquement. Celle-ci est mise en place à l'extrémité d'un tube à distillation fractionnée au bout duquel est située la ou les sources à remplir. La photographie n° 4 montre, dans sa partie supérieure, la pastille de Nickel et le tube à distillation. Le tube est raccordé à l'installation à vide et lorsque la pression est suffisamment faible, on chauffe légèrement la pastille de Nickel de façon à déclencher la réduction du bichromate de Potassium par le Zirconium. Un voile de Potassium se dépose alors sur les parois du tube. Mis à part la portion où le potassium est déposé, le reste du tube est éboulé à 400°C pendant 12 heures. Le vide est alors amélioré en utilisant un piège à air liquide jusqu'à 5.10^{-7} mm Hg. Le potassium est ensuite distillé dans plusieurs cavités, de façon à l'obtenir très pur, et il est finalement chassé à l'intérieur de la source. On procède au remplissage de celle-ci avec le gaz rare choisi (Krypton) fourni par l'Air Liquide et dont la pureté est 99,95 %. Le contrôle de la pression de remplissage s'effectue à l'aide d'un manomètre à mesure. L'extrémité de la source est alors fermée au chalumeau et séparée du tube de distillation. Le Potassium est migré vers le fond du queusot à la flamme molle.

Les sources sont remplies par groupes de 2, 4 ou 6. Seule la dispersion sur les cotes géométriques est susceptible de donner lieu à un déchet de fabrication. Aucun tri en fonction des performances n'est apparu nécessaire, contrairement aux remarques de divers auteurs. (6).

2. ETUDE THEORIQUE DE LA DECHARGE HAUTE FREQUENCE

La décharge haute fréquence par induction a été étudiée assez complètement sur le plan théorique. En effet, la distribution spatiale du champ électrique est simple et facilement accessible au calcul. Pourtant, si un certain nombre de publications ont été effectuées sur ce sujet, peu d'entre elles en présentent une synthèse satisfaisante. D'autre part, le sujet qui nous occupe complique fortement le problème par la présence simultanée de deux gaz qui possèdent des caractéristiques très différentes.

Nous rappellerons donc le principe du calcul de la décharge par induction et les résultats principaux. Ces éléments nous permettront de voir comment notre problème peut se rattacher au cas général et cette méthode conduira au calcul des paramètres électriques essentiels caractérisant la décharge.

2. 1. THEORIE DE LA DECHARGE H.F. PAR INDUCTION

2. 1. 1. Ionisation par champ électrique

Une particule rapide lancée dans un gaz peut en ioniser les atomes si son énergie cinétique est suffisante. Si la particule rapide est un électron de vitesse v , son énergie cinétique doit être supérieure à un certain seuil W_i appelé travail d'ionisation caractéristique de l'atome considéré

$$\frac{1}{2} m v^2 \geq W_i$$

La même relation définit une vitesse minimum pour provoquer l'excitation du gaz à un certain niveau. On définit le potentiel d'ionisation V_i par le quotient du travail d'ionisation et de la charge électrique q de l'électron. Le retour de l'ato-

me ionisé à l'état fondamental se fait avec émission de lumière suivant la relation d'EINSTEIN :

$$h \nu = W_i = qV_i$$

Ce retour peut se faire cependant en passant par l'intermédiaire d'un ou de plusieurs des niveaux excités. L'émission de lumière est donc quantifiée et comprend toutes les raies du spectre de l'atome considéré. La longueur d'onde du rayonnement émis lors du passage entre deux niveaux séparés par une énergie W_e en électron-volts sera en Angströms :

$$\lambda = \frac{12\,340}{W_e}$$

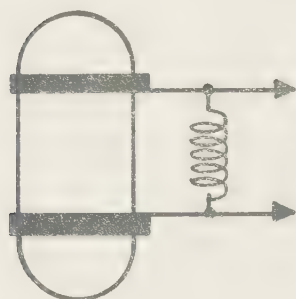
L'énergie cinétique nécessaire peut être communiquée à l'électron par un champ électrique de deux façons :

- Une différence de potentiel continue ou basse fréquence est appliquée entre deux électrodes. Les électrons accélérés acquièrent une énergie suffisante et ionisent le gaz. C'est le cas des sources à électrodes dont nous avons dit qu'elles étaient impropres au pompage optique.
- Un champ haute fréquence est appliqué à l'aide d'un élément extérieur à la source. Les électrons sont alors animés d'un mouvement oscillant et peuvent ioniser le gaz si l'amplitude de cette agitation provoquée est suffisante.

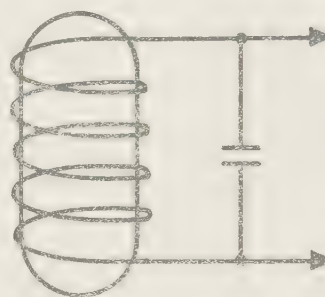
Ce dernier type de décharge peut être réalisé de deux façons :

- la décharge est dite linéaire si celle-ci est entretenue entre les deux armatures d'un condensateur. Ce procédé nécessite des fréquences très élevées de 200 à 500 MHz. L'intensité obtenue est peu importante et on n'utilise ce système que dans certaines sources d'ions pour accélérateurs de particules.

- La décharge est dite annulaire si la haute fréquence est transmise par l'intermédiaire d'un bobinage. Les fréquences utilisées sont habituellement comprises entre 15 et 100 MHz, exceptionnellement 1 à 200 MHz. Ce type de décharge convient parfaitement aux sources lumineuses pour spectroscopie et pompage optique.



Décharge linéaire



Décharge annulaire

Fig.12 - Types de décharge

2. 1. 2. Nature de la décharge annulaire.

Le champ haute fréquence créé à l'intérieur de l'ampoule se décompose en un champ électrique et un champ magnétique. Les expériences suivantes permettent de séparer l'action de ces deux composantes .

- On distingue deux régimes de décharge lumineuse : 1° un peu intense, concentré au milieu du tube correspondant à une faible puissance H.F., l'autre très intense et remplissant la totalité du tube correspondant à une puissance H.F. supérieure.
- Si on fait croître la puissance H.F. à partir de zéro, le premier régime apparaît d'abord puis le second à un seuil reproductible P . Si l'on diminue alors la puissance, le second régime ne disparaît que pour une puissance P' qui est de l'ordre de $P/2$. On retrouve alors le premier régime.

- si l'on interpose entre la source et le bobinage un écran électrostatique formé d'un cylindre métallique fendu sur une génératrice, il est impossible d'amorcer la décharge. Si ce tube est introduit alors que le premier régime est amorcé, la décharge s'arrête. S'il est introduit durant le deuxième régime, celui-ci se maintient.
- Si l'on dote chaque spire du bobinage d'une spire accolée non fermée, on crée dans ce bobinage secondaire le même champ électrique que dans le premier mais sans composante magnétique. Ce bobinage est alors capable de créer le premier régime mais non le second.

Ces constatations expérimentales ont conduit à l'élaboration de la théorie de la décharge induite dont Sir J.J. THOMPSON (14) fut le promoteur :

- Le champ électrique existant entre les spires du bobinage provoque l'ionisation du gaz et suffit à entretenir le premier régime.
- Le champ magnétique variable induit alors dans le plasma un champ électrique. Si la puissance H.F. est suffisante ce champ électrique induit devient prépondérant et le deuxième régime apparaît. Dans ce cas, les électrons décrivent des trajectoires concentriques à l'axe de la source, d'où l'appellation de la décharge annulaire.

2. 1. 3. Hypothèses de calcul

L'expérience a montré que l'on pouvait considérer les faits suivants comme vérifiés et ceux-ci peuvent donc servir de base au calcul de la décharge induite.

- les électrons sont les seuls agents ionisants, l'énergie des ions n'excédant pas une faible fraction d'électron-

volt. La répartition des vitesses des électrons est maxwellienne et les seuls processus d'ionisation sont les collisions élastiques.

- La recombinaison des électrons à l'intérieur du gaz est négligeable. La perte des électrons s'effectue par diffusion ambipolaire sur les parois où ils se recombinent avec les ions. Cette recombinaison s'effectue avec un dégagement de chaleur qui élève la température de paroi. La décharge est amorcée lorsque le taux de production des électrons est égal au taux de perte de ceux-ci par diffusion ambipolaire.
- Le libre parcours moyen étant de l'ordre de 0,1 mm, il est petit devant le rayon de l'ampoule et les parois n'interviennent pas. Pour les électrons de 2 volts, la vitesse est de 10^8 cm/s, le nombre de chocs est donc de 10^{10} par seconde. La haute fréquence étant inférieure à 10^8 c/s, les électrons possèdent un mouvement d'ensemble. D'autre part, la constante de temps de diffusion des électrons étant très supérieure à 1 ms, la concentration en électrons est constante. On peut donc attribuer à la décharge une conductibilité de type métallique : si la source est supposée de révolution, cette conductibilité sera une fonction γ de la distance ρ à l'axe de la source en négligeant les effets de bout.

2. 1. 4. Calcul de la décharge induite dans le cas où γ est indépendant de ρ . -----

On peut calculer la répartition du champ magnétique et du champ électrique induit dans le cas où l'on suppose que la conductibilité est indépendante de ρ . On posera :

$$\gamma(\rho) = \gamma_0$$

Dans ce cas, ce calcul revient à celui du chauffage par induc-

tion d'un corps métallique.

F. ESCLANGON (15) et A. DEGEILH (22), entre autres, développent le calcul à partir des équations de MAXWELL. Nous en rappellerons les résultats utiles à la suite de cet exposé.

Les champs magnétique et électrique à l'intérieur de la décharge sont définis par les équations de MAXWELL. On peut à priori négliger le courant de déplacement qui est petit devant le courant de conduction puisqu'il s'agit de la décharge annulaire (22). Les équations s'écrivent alors en coordonnées cylindriques :

$$-\frac{dH}{dr} = \gamma E \quad (1)$$

$$\frac{dE}{dr} + \frac{E}{r} = -\mu_0 j \omega H \quad (2)$$

On peut définir deux paramètres q et Q par les relations suivantes où ρ est la distance du point courant à l'axe de la source et r le rayon limitant la décharge :

$$q = \rho \sqrt{\mu_0 \omega \gamma_0} \quad (3)$$

$$Q = r \sqrt{\mu_0 \omega \gamma_0} \quad (4)$$

La profondeur de pénétration p sera alors :

$$p = \frac{r \sqrt{2}}{Q} \quad (5)$$

Les équations (1) et (2) sont facilement résolues et les valeurs de E et H sont données par les équations :

$$E = E_r \cdot \frac{J_1(q \sqrt{-j})}{J_1(Q \sqrt{-j})} \quad (6)$$

$$H = H_r \cdot \frac{J_0(q \sqrt{-j})}{J_0(Q \sqrt{-j})} \quad (7)$$

On peut représenter l'allure de E en H en fonction de ρ comme le montre la figure ci-dessous.

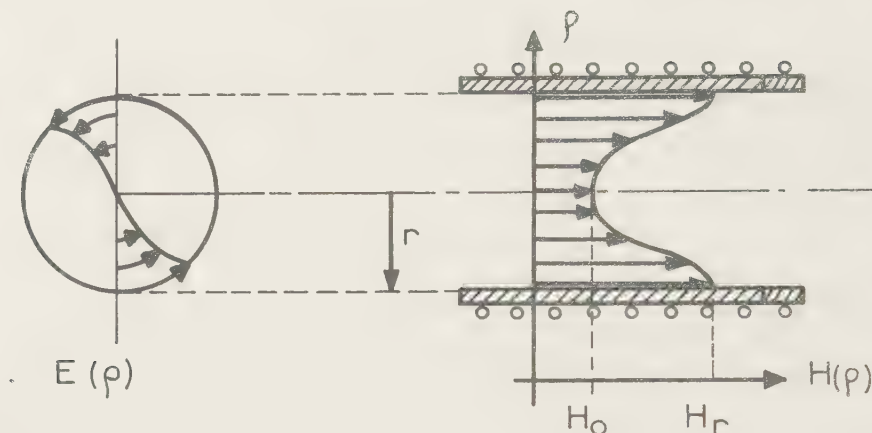


Fig.13 _ Aspect de la répartition du champ électrique induit et du champ magnétique dans une section de la décharge.

Si le champ magnétique est une fonction sinusoïdale du temps, on peut écrire la valeur du champ électrique induit en fonction du temps. F. ESCLANGON en a calculé diverses valeurs en fonction de q et Q .

Le champ électrique induit sur la paroi est donné par une formule simple dans deux cas :

- si la pénétration est grande devant r :

$$E_p = \frac{A \omega r}{2} \quad (8)$$

- si la pénétration est très petite devant r :

$$E_p = \frac{A \omega r}{Q} \quad (9)$$

Dans ces formules A représente la valeur maximum instantanée du champ magnétique inducteur.

On peut d'autre part évaluer la puissance dissipée par unité de longueur du conducteur en prenant le flux du

vecteur de POYNTING à travers la paroi. On obtient :

$$W = \frac{A^2 \omega r^2}{4} \cdot \frac{G}{Q} \quad (10)$$

Où G est une fonction de Q . La courbe ci-dessous donnant $\frac{G}{Q}$ en fonction de Q a été établie par F. ESCLANGON et permet de calculer W .

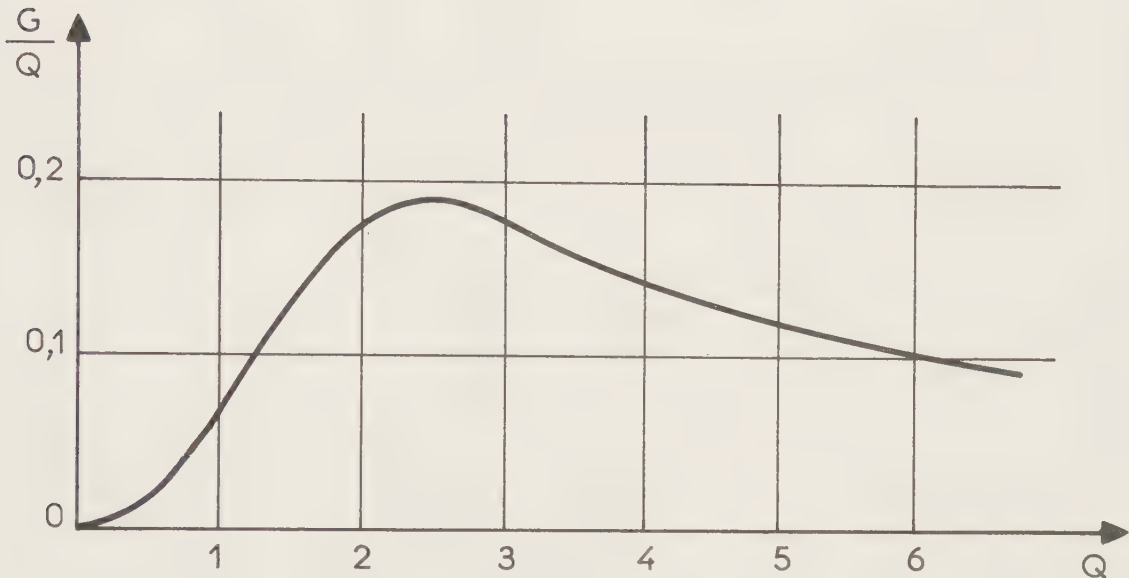


Fig. 14 _ Valeur de G/Q en fonction de Q

La densité de courant étant régie par le loi d'Ohm, on a :

$$\vec{j} = \gamma \cdot \vec{E} \quad (11)$$

2. 1. 5. Cas réel où γ est fonction de ρ .

Des mesures expérimentales ont permis de tracer l'allure de γ en fonction de ρ , ainsi que celle de la variation de la densité de courant $\vec{j}$. Les courbes ci-après données par BABAT (20) illustrent ces résultats.

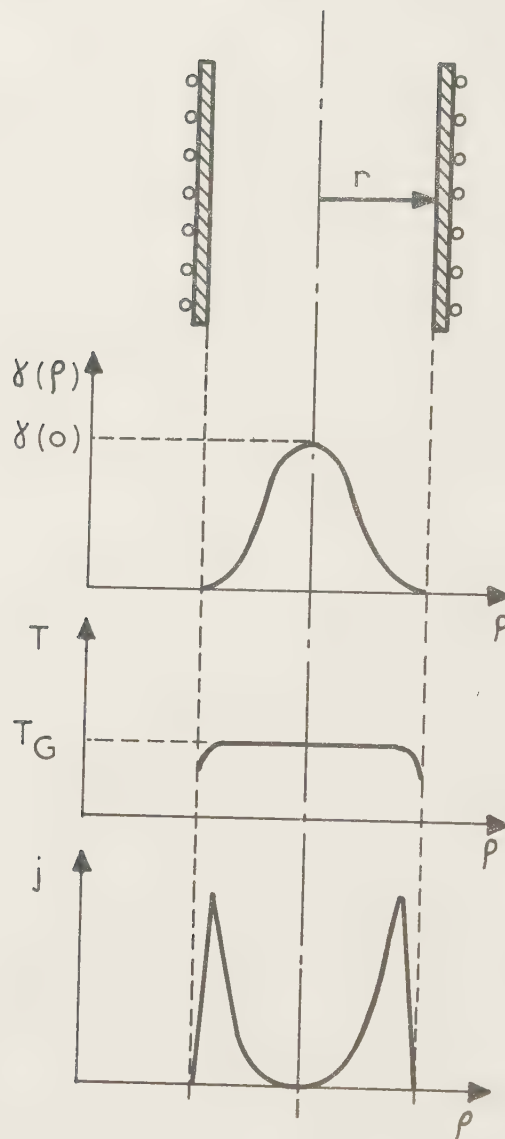


Fig.15 - Répartition de la conductivité de la température du gaz et de la densité de courant dans la décharge induite (d'après Babat)

On constate que loin d'être constante, la conductivité χ varie beaucoup avec ρ . Les calculs que nous avons effectués ne peuvent donc s'appliquer à la décharge induite que d'une façon approximative qui ne fournira qu'un ordre de grandeur des paramètres électriques de la décharge.

L'évolution de la valeur de χ avec la valeur de ρ s'explique de façon simple : on montre (22) que dans la décharge induite, le coefficient de diffusion ambipolaire et la fréquence d'io-

nisation par électron dépendent du champ électrique induit en chaque point. La concentration électronique qui est liée à ces paramètres est alors fonction de ρ . On montre ainsi que γ , étant proportionnel à cette contraction électronique, est une fonction de ρ .

2. 2. APPLICATION AU MODELE RETENU

=====

Malgré la restriction évoquée au paragraphe précédent il est possible de voir de quelle manière s'appliquent les résultats du calcul effectué en supposant la conductivité constante.

Le champ magnétique créé par le bobinage est donné par

$$A = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{n}{l} \cdot I$$

Le courant parcourant le bobinage vaut $I = \frac{V}{L\omega}$

La puissance transmise est de 6 watts sur 50 Ω avec un transformateur H. F. de rapport 4. On a :

$$L = 0,5 \text{ } \mu\text{H} \quad \omega = 2\pi \cdot 40 \cdot 10^6 \neq 250 \cdot 10^6$$

$$\frac{n}{l} = 3 \text{ sp/cm}$$

d'où la valeur :

$$A = 2,95 \text{ gauss}$$

On peut alors calculer la valeur du rapport G/Q à partir de la formule (10) :

$$\frac{G}{Q} = \frac{4W}{A^2 \omega r^2}$$

avec :

$$W = 3 \text{ W/cm} = 3 \cdot 10^7 \text{ erg. s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$$

$$A = 2,95 \text{ gauss}$$

$$\begin{aligned}\omega &= 250.10^6 \text{ Hz} \\ r &= 0,8 \text{ cm}\end{aligned}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{G}{Q} = 0,087$$

De la courbe (14) donnée au paragraphe 2.3.1.4., on peut tirer de la valeur de Q :

$$Q = 0,5 \quad \text{ou} \quad Q = 7$$

L'aspect expérimental de la décharge montre qu'il existe un effet de peau visible. La valeur la plus grande est donc celle qui convient soit $Q = 7$

On peut alors calculer la conductivité moyenne γ_0 donnée par la relation (4) :

$$\begin{aligned}\gamma_0 &= \frac{Q^2}{4\pi r^2 \omega} \\ \gamma_0 &= 24 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}\end{aligned}$$

La connaissance de Q nous permet d'autre part d'évaluer la valeur de la profondeur de pénétration à l'aide de la relation (5) :

$$\begin{aligned}p &= \frac{r \sqrt{2}}{Q} \\ p &= 1,6 \text{ mm.}\end{aligned}$$

Puisque la profondeur de la pénétration est faible, on doit donc utiliser la relation (9) pour déterminer la valeur du champ électrique induit sur la paroi :

$$\begin{aligned}E_p &= \frac{A \omega r}{Q} \\ E_p &= 0,85 \text{ V.cm}^{-1}\end{aligned}$$

La densité de courant au voisinage des parois est donnée par la loi d'Ohm :

$$j_p = \gamma \cdot E_p$$

$$j_p = 20 \text{ A.cm}^{-2}$$

Les valeurs que nous venons d'obtenir sont tout à fait du même ordre de grandeur que ceux obtenus par divers auteurs (15) (19).

Par exemple, CABANNES cite une conductivité de $25 \Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$ obtenue pour une décharge dans le Krypton avec une puissance de 100 watts dissipée dans une source de 70 cm^3 de volume. Dans notre cas, la source de volume $4,5 \text{ cm}^3$ consomme 6 watts et donne la même conductivité alors que le rapport puissance sur volume est du même ordre.

On remarque cependant la valeur du champ E_p qui est un peu faible, en comparaison des résultats habituels. Il ne semble pas impossible que dans notre cas, les formules s'appliquent avec un peu plus de difficultés à cause de la très faible longueur de la source par rapport à son diamètre, ce qui entraîne probablement des effets de bout non négligeables.

On peut conclure en remarquant que le calcul du chauffage par induction donne une assez bonne estimation des paramètres électriques de la décharge tout en notant que la variation de la conductivité du plasma en fonction de la distance à l'axe peut affecter les résultats de façon appréciable. Cette différence sera surtout importante au centre de la décharge et à sa périphérie.

C H A P I T R E I I I

ETUDE DU SPECTRE D'EMISSION DES SOURCES HAUTE FREQUENCE

UNIVERSITE DE BORDEAUX

1. ETUDE SPECTROSCOPIQUE D'ENSEMBLE.

1. 1. PRINCIPE

=====

Des renseignements très intéressants sur le fonctionnement des sources peuvent être acquis par l'étude de leurs spectres d'émission. Cette étude sera scindée en deux parties suivant les appareils qui seront utilisés. Le chapitre suivant sera spécialement consacré à l'étude spectrométrique fine des raies D_1 et D_2 du potassium alors que dans le présent chapitre nous étudierons l'ensemble des raies visibles émises par les différents corps contenus dans la source.

On utilise un spectroscopie HUET type A II à deux prismes qui permet d'obtenir le spectre compris entre 4 000 Å et 8 000 Å étalé sur 10 cm. La dispersion linéaire est de 13 Å par mm à 4 000 Å et de 66 Å /mm à 6 500 Å. Ces valeurs nous permettent de séparer facilement les composantes les plus intéressantes, en particulier le doublet du sodium qui présente un écart de 6 Å à 5 890 Å. Les spectres obtenus sont photographiés à l'aide de plaques panchromatiques qui assurent une sensibilité à peu près constante entre 4 000 et 6 500 Å.

De façon à identifier facilement les raies contenues dans le spectre de la source H.F., nous comparerons celle-ci à deux lampes spectrales PHILIPS à Sodium et à Potassium dont le gaz d'appoint est de l'Argon.

1. 2. MESURES SPECTROSCOPIQUES

=====

La photographie n° 5 représente l'enregistrement de cinq spectres encadrés par deux échelles permettant le repérage des raies. La provenance de ces spectres est de bas en haut :



- 1°) Source H.F. pour $P_K = 10^{-5}$ mm Hg
 2°) Source H.F. pour $P_K = 2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg
 3°) Source H.F. pour $P_K = 5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg
 4°) Lampe PHILIPS au Sodium, courant nominal.
 5°) Lampe PHILIPS au Potassium, courant nominal.

Les intensités des cinq enregistrements réalisés sont sensiblement comparables.

On peut, à partir de ce document identifier les raies ou les groupes de raies les plus importants émis par les quatre corps : Argon, Krypton, Potassium et Sodium. Le tableau ci-dessous donne le relevé des raies les plus importantes. On a noté dans chaque case le numéro des spectres où la raie correspondante apparaît. La mise entre parenthèses de ce numéro signifie que la raie y apparaît de façon très affaiblie.

Å	K	Na	Kr	Ar	Repérage Echelle.
4 044					
4 047	2, 3, 5				5, 5
4 159					
à 4 348				4, 5	14 à 26
4 300					
à 4 500			1, 2		25 à 35
4 982		4			52, 5
5 084					
5 097	2, 3, 5				56
5 099					
5 112					
5 153		4			57, 5
5 323					
5 340	2, 3, 5				62, 5
5 343					
5 359					

(tableau suite)

5 660			1,2	67
5 670				
5 682		(3), 4		69,5
5 688				
5 782				
5 801	2, 3, 5			71 - 72
5 812				
5 832				
5 870		1,2, (3)		72,5
5 890		(1), 2, 3, 4		73
5 896				
5 992		1,2		73,5 à 76
à 6 056				
6 154		(1), (2), (3), 4		77
6 160				
6 420		1,2		80
à 6 570				

Le Potassium est principalement caractérisé par quatre groupes de raies. Celles-ci sont toujours visibles dans les spectres 2, 3 et 5 où leur présence est évidemment justifiée. Le premier fait important est la présence de raies de sodium dans les quatre premiers spectres. Cette présence est principalement caractérisée par le doublet 5 890-5 896 Å mais d'autres raies permettent de mieux apprécier la différence d'intensité entre spectres, telles que les raies 6 154 et 6 160 Å qui apparaissent de plus en plus brillantes en allant des spectres 1 à 4.

La présence du Krypton est surtout mise en évidence par les raies comprises entre 4 300 et 4 500 Å, et les raies 5 660 - 5 670 Å. Ces raies sont présentes dans les trois premiers spectres et s'atténuent en allant de 1 à 3. La différence d'intensité est surtout notable entre 2 et 3 où le Krypton disparaît presque complètement.

La présence de l'Argon n'est pratiquement indiquée que par les raies comprises entre 4 159 et 4 348 Å qui ne sont

évidemment présentes que dans les spectres 4 et 5.

1. 3. INTERPRETATION

=====

Ces constatations expérimentales permettent de dégager les faits suivants :

- l'intensité des raies du potassium croît avec la pression de vapeur.
- les raies du Krypton disparaissent pratiquement si la pression de vapeur dépasse $2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg.
- il existe des raies Sodium dans le spectre émis par la source H.F. et l'intensité de ces raies croît avec la température du queusot.
- la lampe PHILIPS à Potassium n'émet pratiquement pas de raies Sodium.

Nous devons ajouter à ces faits les remarques suivantes concernant l'aspect optique de la source :

- lorsque le queusot est froid, la teinte blanchâtre émise est uniforme
- si la pression de vapeur est de l'ordre de 10^{-3} mm Hg, on observe un aspect annulaire très marqué d'aspect rose et dont l'épaisseur est de l'ordre de 2 mm.
- si la pression de vapeur de Potassium dépasse $3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg la source reprend un aspect uniforme mais très brillant de couleur jaune orangé.
- cependant, si pour ce réglage la source est vue à travers un filtre KODAK n° 70 qui coupe les longueurs d'onde inférieures à 7 000 Å, l'aspect est à nouveau annulaire.

A ces constatations visuelles, on peut ajouter l'expérience suivante : on mesure le flux lumineux continu fourni par la source dans l'appareil de pompage optique à l'aide d'une cellule photovoltaïque. Si on interpose un filtre KODAK type 70 sur le faisceau pour supprimer les longueurs d'onde visibles, on constate une diminution de 15 % du flux lumineux. Cependant, on observe en même temps un affaiblissement de 15 % du signal de pompage optique. Cette diminution du flux lumineux est donc due aux pertes d'insertion du filtre. Il en résulte donc que l'énergie lumineuse émise par la source dans le domaine visible est très faible et n'excède pas quelques pour cent de l'énergie émise dans le doublet du Potassium.

L'ensemble de ces faits expérimentaux vient confirmer les hypothèses faites au paragraphe II 1. 1. 4. sur le vieillissement des sources. L'absence de raies Sodium dans le cas de la lampe PHILIPS montre qu'un verre spécial est utilisé et il serait sans doute intéressant de pouvoir s'en procurer afin de l'essayer pour les sources H.F.

1. 4. APPLICATION A L'EVALUATION DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE

Nous allons, à partir de ces nouvelles informations essayer d'en déduire la température électronique du plasma.

Nous avons dit que la distribution de l'énergie des électrons est maxwellienne, soit :

$$\frac{dn}{dw} = 2 n_1 \sqrt{\frac{1}{n_1 k^3 T^3}} e^{-\frac{W}{kT}} \cdot W^{1/2}$$

L'étude spectroscopique de la source nous montre que l'apparition du spectre du potassium se fait au détriment du spectre du Krypton qui disparaît presque complètement si la pression de vapeur du potassium est suffisamment grande. Nous avons signalé qu'il existe, au cours de l'augmentation de la pression de vapeur, un moment où des oscillations de relaxation régulières

prennent naissance, celles-ci étant dues à la compétition des deux gaz pour participer à la décharge. Il est logique de penser qu'à ce moment-là les probabilités d'ionisation pour chacun des gaz doivent être du même ordre puisqu'ils interagissent aussi fortement. Ces oscillations se produisent lorsque la pression de vapeur du potassium est $7 \cdot 10^{-4}$ mm Hg environ.

On peut alors calculer quelle doit être la valeur de la température des électrons pour que le nombre d'électrons, existants aux énergies d'ionisation respectives du Potassium et du Krypton, soit inversement proportionnel aux pressions des deux gaz. On aura alors :

$$\frac{\left(\frac{dn}{dw}\right)_K}{\left(\frac{dn}{dw}\right)_{Kr}} = \frac{p_{Kr}}{p_K} = \frac{e^{-\frac{W_K}{kT}} \cdot (W_K)^{1/2}}{e^{-\frac{W_{Kr}}{kT}} \cdot (W_{Kr})^{1/2}}$$

$$\frac{p_{Kr}}{p_K} = e^{\frac{W_{Kr} - W_K}{kT}} \cdot \left[\frac{W_K}{W_{Kr}} \right]^{1/2}$$

On a :

$$\begin{aligned} p_{Kr} &= 5 \text{ mm Hg à la température du gaz ionisé} \\ p_K &= 7 \cdot 10^{-4} \text{ mm Hg} \\ W_{Kr} &= 14 \text{ eV} \\ W_K &= 4,32 \text{ eV.} \end{aligned}$$

On obtient, tous calculs faits :

$$T_e = 18\,000^\circ \text{ K}$$

Cette valeur conduit à attribuer aux électrons une énergie donnée par :

$$\begin{aligned} u &= \frac{3}{2} kT \\ u &= 2,3 \text{ eV} \end{aligned}$$

Cette valeur est tout à fait compatible avec les résultats donnés par divers auteurs (15) (19).

On peut alors calculer de façon analogue le rapport du nombre d'électrons d'énergie centrale 2,3 eV existants aux énergies de 4,32 eV et de 5,1 eV qui correspondent aux énergies d'ionisation du Potassium et du Sodium. Or, il existe à peu près un rapport cent entre les pressions de vapeur de ces deux corps à une température de l'ordre de 160°C. On en déduirait donc un rapport de 150 environ entre les intensités des raies de Sodium et du Potassium. Il faut cependant remarquer, à cause du caractère dynamique de l'existence du Sodium près des parois, que sa température est supérieure à celle du queusot. On peut donc, en pratique, estimer à une valeur de l'ordre de 50 à 100 le rapport des intensités émises par le Potassium et par le Sodium. Ceci correspond très bien à la valeur trouvée expérimentalement au paragraphe précédent.

2. ETUDE SPECTROMETRIQUE FINE

Nous avons précédemment indiqué quelles étaient les qualités optiques que devaient présenter les sources de lumière utilisées en pompage optique : une haute intensité lumineuse, une faible largeur de raie, l'absence d'auto-absorption.

Ces trois critères sont d'ailleurs liés étroitement dans l'utilisation de la lumière émise. En effet, la raie d'absorption d'une cellule de résonance utilisée en pompage optique possède une largeur nettement inférieure à celle de la raie d'émission et elle est due uniquement à l'effet DOPPLER. Celle-ci est donnée par :

$$2\delta = 0,78 \cdot 10^{-6} \lambda \sqrt{\frac{T}{M}}$$

2δ représentant la largeur de raie à mi-hauteur, T la température et M la masse atomique du corps utilisé.

Pour le Potassium à 350°K on obtient :

$$2\delta = 0,018 \text{ \AA}$$

Nous utiliserons dans ce chapitre les unités utilisées par les spectroscopistes, soit :

Le nombre d'onde $\nu' = \frac{1}{\lambda}$ est exprimé en cm^{-1} ou Kayser. Les largeurs de raie seront exprimées en millikayser (mK) valant 10^{-3} Kayser = 10^{-3} cm^{-1} . Pour les longueurs d'ondes du Potassium, on aura alors :

$$D_1 : \lambda_1 = 7\,698,98 \text{ \AA} \quad \text{ou} \quad \nu'_1 = 12\,988,6 \text{ cm}^{-1}$$

$$D_2 : \lambda_2 = 7\,664,91 \text{ \AA} \quad \text{ou} \quad \nu'_2 = 13\,046,5 \text{ cm}^{-1}$$

Pour ces longueurs d'ondes, on pourra alors convertir les largeurs de raies de mK en $\text{\AA}$ par la relation approchée :

$$\delta_{\lambda} = 0,59 \cdot 10^{-3} \delta_{\text{mK}}$$

La largeur de raie d'absorption du Potassium vaut alors 31 mK.

La largeur de raie d'émission étant de l'ordre de 100 mK, seule la partie centrale sera utilisée. La quantité d'énergie absorbée dans la cellule de résonance représente environ 15 % de l'énergie émise par la source. Si on estime que la moitié de l'énergie capable d'être absorbée dans la cellule y est réellement captée, la proportion d'énergie utile de la raie d'émission est d'environ un tiers de l'énergie émise. On conçoit cependant qu'à intensité totale de raie constante, la largeur de raie d'émission et le phénomène d'auto-absorption agissent de façon primordiale sur cette proportion.

2. 1. FACTEURS DEFINISSANT LA LARGEUR DE RAIE.

=====

2. 1. 1. Largeur naturelle

Une raie spectrale n'est pas rigoureusement monochromatique mais fait appel à une loi de distribution en longueurs d'ondes dite distribution de résonance. On définit la largeur de raie comme la distance en longueurs d'ondes des points à mi-hauteur :

$$2 \delta = \frac{\lambda^2}{\pi c t}$$

c représentant la vitesse de la lumière et t la durée de vie de l'état excité. Cette formule permet de calculer la largeur de raie du Potassium qui est de l'ordre de 0,17 mK. Les valeurs expérimentales sont très supérieures et font appel à des causes d'élargissement différentes.

2. 1. 2. Elargissement DOPPLER

A basse pression, les atomes possèdent une réparti-

tion de vitesse qui fait subir à la longueur d'onde émise, une variation par effet DOPPLER. La raie d'émission est alors élargie symétriquement et sa largeur est donnée par :

$$2 \delta = 0,78 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda \sqrt{\frac{T}{M}}$$

M étant la masse atomique et T la température du gaz considéré. L'élargissement provoqué est grand. On a cité pour le potassium à 350°K une largeur de 31 mK.

2. 1. 3. Elargissement par chocs.

La durée de vie de l'atome excité peut être réduite si la fréquence des chocs entre atomes est élevée. Le libre parcours moyen l définit alors la largeur de raie obtenue :

$$2 \delta = 0,22 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\lambda^2}{l} \cdot \sqrt{\frac{T}{M}}$$

En la comparant à la largeur DOPPLER on a :

$$\frac{2 \delta_c}{2 \delta_d} = \frac{1}{3,5} \cdot \frac{\lambda}{1}$$

En pratique, cet élargissement ne sera sensible que si la pression dépasse plusieurs cm Hg.

Cependant, on a montré que si l'émission se fait en présence d'un gaz étranger à pression plus forte que celle du gaz émetteur, l'élargissement dépend directement de la pression du gaz étranger et de sa nature.

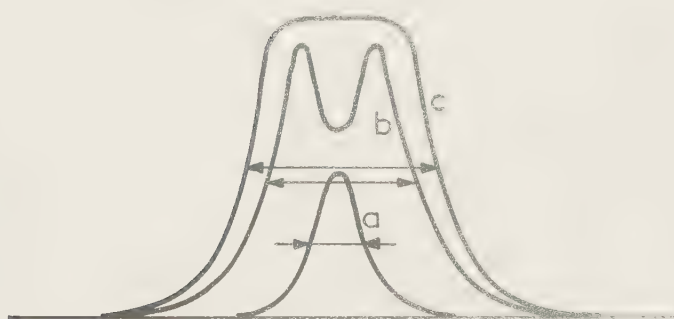
2. 1. 4. Elargissement par absorption.

Si l'on multiplie par n le nombre d'atomes émetteurs, la brillance de la source ne croit pas dans le même rapport. Les radiations émises au centre de la décharge sont partiellement

ment absorbées par les couches superficielles et le phénomène s'accompagne d'un élargissement de la raie. Une saturation de la brillance de la source est atteinte si toutes les radiations émises au centre de la source sont absorbées. Celle-ci se comporte alors comme un corps noir pour cette radiation puisque son facteur d'absorption est égal à l'unité.

Si la température superficielle est inférieure à celle du centre, ou si la concentration en atomes émetteurs est plus faible, on observe un renversement de la raie en son centre.

Ce phénomène est très important dans le cas des sources très brillantes.



- a) Source de faible intensité
- b) Source intense non homogène
- c) Source intense homogène

Fig. 16_ Auto absorption des raies spectrales

2. 1. 5. Elargissement par effet STARK.

Certains spectres de raie présentent une dissymétrie accompagnée parfois d'un déplacement du centre de gravité. Ce phénomène est attribué à l'effet STARK dû au champ intermoléculaire créé par les ions .

2. 2. SPECTROMETRIE FINE.

=====

2. 2. 1. Appareillage spectrométrique

L'étude de la forme et de l'intensité des raies d'émission fournit des renseignements très précieux qui permettent de mieux comprendre les phénomènes observés lors de l'utilisation des sources.

Cette étude a été réalisée à l'aide d'un spectromètre interférentiel HYPEAC, au Laboratoire de Spectrométrie de Bellevue. Cet appareil est constitué d'un monochromateur à réseau suivi d'un étalon FABRY-PEROT dont les lames sont distantes de 1 cm.

Les mesures que l'on peut réaliser sont de deux types :

- Mesure de l'intensité intégrée I contenue dans une raie.
Pour cela, on enregistre le flux lumineux recueilli par un photomultiplicateur placé à la sortie du monochromateur. Si le réseau est animé d'une rotation continue, l'enregistrement galvanométrique donnera les intensités relatives des différentes raies. On déterminera ainsi en particulier les intensités comparées des raies D_1 et D_2 du potassium.
- Détermination de la structure d'une raie.
Un photomultiplicateur est placé derrière le FABRY-PEROT. Un diaphragme isole la tache centrale d'un système d'anneaux à l'infini. On fait défiler le spectre d'un ordre d'interférences en modifiant de façon continue la différence de marche introduite par l'étalon, par variation de la pression du gaz contenu entre les deux lames. L'intervalle entre ordres est de 500 mK. La résolution obtenue est très importante : de l'ordre de $2 \cdot 10^6$.

La grande résolution de l'appareil utilisé permet d'obtenir une excellente précision dans le tracé des raies. En

effet, pour les longueurs d'ondes étudiées, la grande valeur de la résolvançe permet d'obtenir un pouvoir séparateur de 6,4 mK. On sait que le défilement de la raie d'émission devant le diaphragme se traduit par l'opération mathématique de la convolution de la fonction exploratrice par la fonction de distribution de la raie étudiée. Pour que ce produit de convolution soit identique à la fonction à étudier, la fonction exploratrice devrait être de Dirac qui est l'élément neutre de cette opération. En pratique, on peut estimer avoir une bonne approximation si la fonction exploratrice a une largeur inférieure au dixième de celle de la raie à étudier. Dans notre étude, la largeur des raies étudiées est supérieure à 70 mK. Cependant, lorsque celles-ci sont renversées, la distance des maxima peut descendre à 20 mK. La profondeur du renversement sera alors légèrement affectée. On peut cependant considérer que les caractéristiques des raies seront dans leur ensemble très bien respectées.

Il n'en est pas de même dans les études spectrales faites par divers auteurs sur des sources analogues. En effet, les fonctions exploratrices qu'ils utilisent sont beaucoup plus larges et ce fait explique les différences notables relevées en ce qui concerne l'auto-absorption. ATKINSON (12) utilise un spectromètre dont le pouvoir de résolution est de 26 mK la résolvançe étant de 5.10^{-6} . Cette valeur lui permet d'observer le renversement des raies du Potassium, mais les taux de renversement obtenus sont inférieurs aux valeurs réelles.

BELL, BLOOM et LYNCH (6) utilisent un interféromètre dont le pouvoir de résolution est de 40 mK. Dans ce cas, s'ils mettent bien en évidence les composantes hyperfines du Rubidium qui sont distantes de 80 mK environ, ils ne peuvent pas vérifier si celles-ci sont renversées ou non.

2. 2. 2. Mesures spectrales

Dans une première phase, nous avons étudié l'influence

de la pression de vapeur de potassium dans la source haute fréquence sur les qualités spectrales accessibles : l'intensité intégrée et la forme des raies D_1 et D_2 . Le paramètre définissant la pression de vapeur du potassium est la température du queusot de la source.

Une deuxième phase a consisté à relever les mêmes caractéristiques pour une lampe à décharge Philips au Potassium utilisant des électrodes intérieures. Le paramètre est alors le courant passant dans la décharge dont la valeur nominale indiquée par le constructeur est de 0,9 A. Remarquons que pour ces mesures nous avons brisé l'enveloppe de verre extérieure de cette lampe afin de diminuer la température interne et, par suite, le renversement de raies d'émission.

La photographie n° 6 montre l'enregistrement de la raie D_2 du Potassium émise par la source H.F. pour trois valeurs caractéristiques de la température du queusot. La courbe de droite représente la forme de la raie pour une température de 150 °C pour laquelle il n'y a pas de renversement. La courbe centrale correspond à une température de 175°C pour laquelle le signal de pompage optique est optimum et qui présente un renversement sensible. La courbe de gauche correspondant à une température de 200°C présente un très fort renversement et fournit un signal de pompage optique très faible. Remarquons que ces trois courbes ne sont pas représentées à la même échelle.

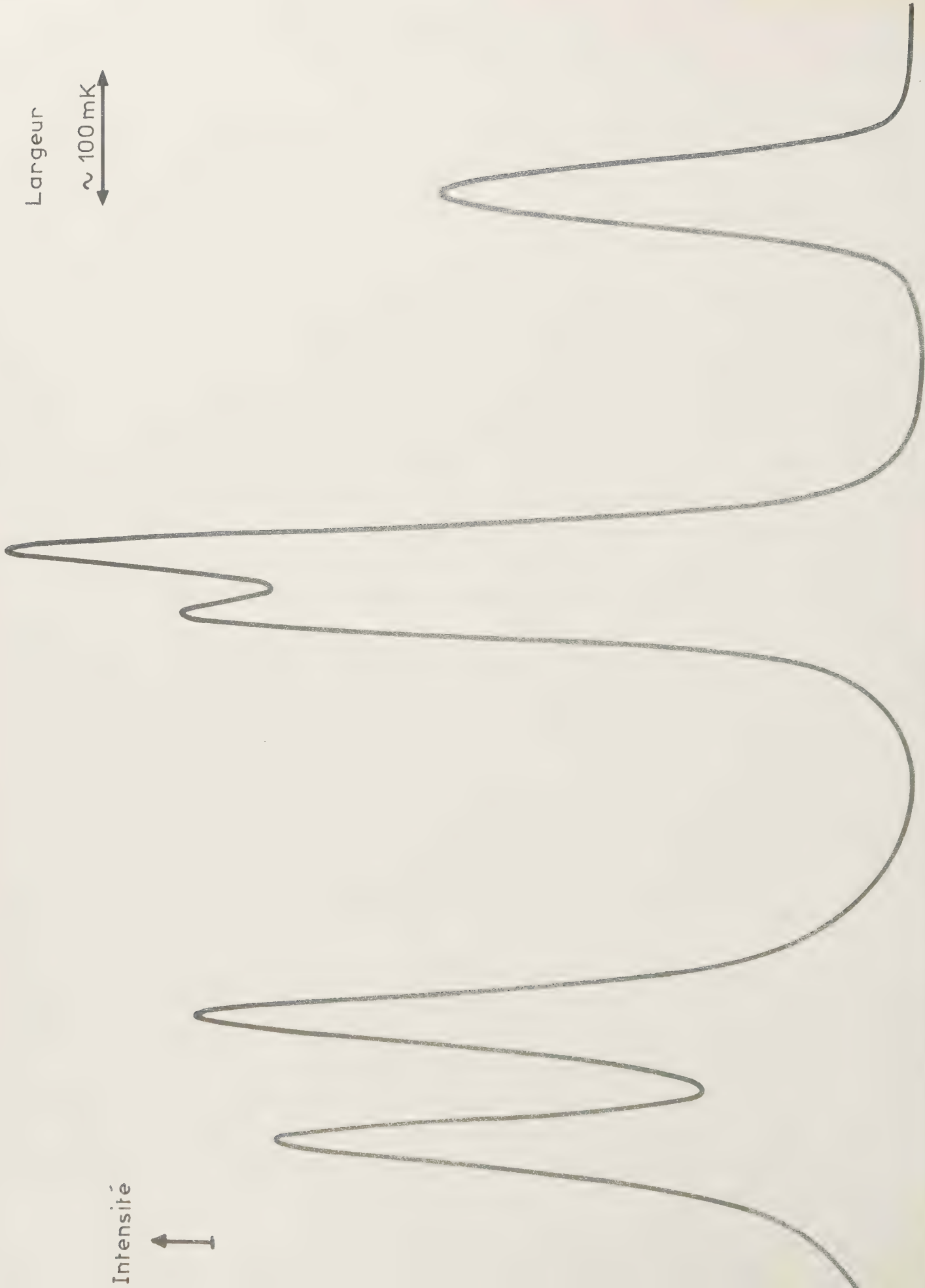
Cette photographie nous montre l'importance de l'auto-absorption dans les raies émises par les sources dès que l'on veut en obtenir une intensité suffisante. Il nous a donc paru utile d'étudier de plus près ce phénomène. Le paragraphe suivant expose une théorie de l'auto-absorption que nous essaierons d'appliquer aux mesures expérimentales obtenues afin d'améliorer nos connaissances sur le fonctionnement des sources de lumière.

Intensité



Largeur

$\sim 100 \text{ mK}$



2. 3. ESSAI D'INTERPRETATION DE L'ETUDE SPECTROMETRIQUE FINE

Nous nous baserons principalement pour interpréter les phénomènes d'auto-absorption sur l'étude théorique qui en a été faite par COWAN et DIEKE (26). Nous en exposerons les principes et les résultats utiles dans le paragraphe suivant avant de les appliquer à notre cas particulier.

2. 3. 1. Etude théorique de l'auto-absorption. Forme générale.

Si ν_0 est le nombre d'ondes central de la raie étudiée on peut caractériser la répartition d'énergie autour de ν_0 par une fonction de distribution $P(\nu')$. L'intensité de la lumière émise au nombre d'onde ν' sera alors :

$$I(\nu') = I_0 \cdot P(\nu')$$

où I_0 est l'intensité lumineuse au point ν_0 dans le cas où il n'y a pas d'absorption.

S'il y a absorption, l'intensité est affectée d'un terme correctif de la forme : $e^{-pQ(\nu')}$. La fonction $Q(\nu')$ représente la fonction de distribution de l'absorption et p est un paramètre caractérisant le pouvoir absorbant du gaz considéré.

La forme générale donnant l'intensité de la raie d'émission sera donc :

$$I(\nu') = I_0 \cdot P(\nu') \cdot e^{-p \cdot Q(\nu')} \quad (1)$$

Les fonctions $P(\nu')$ et $Q(\nu')$ prennent en général une des formes suivantes où σ est la demi-largeur de raie :

- forme de résonance :

$$f(\nu') = \frac{\sigma}{\pi} \cdot \frac{1}{\sigma^2 + (\nu' - \nu_0)^2} \quad (2)$$

avec
$$\delta = \frac{c}{2 \pi \nu \nu'^2} \quad (3)$$

= forme DOPPLER :

$$f(\nu') = \left[\frac{\ln 2}{\pi \delta^2} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \exp. \left[- \frac{\ln 2}{\delta^2} \cdot (\nu' - \nu'_0)^2 \right] \quad (4)$$

avec
$$\delta = \left[(\ln 2) \cdot \frac{2 kT \nu_0'^2}{m c^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Ces deux formes se rencontrent souvent simultanément et l'étude devient plus complexe. Nous supposons ici que la forme est DOPPLER, ce qui est justifié puisque, à la pression où nous opérons, l'élargissement dû aux chocs ne dépasse pas le centième de l'élargissement DOPPLER (Cf III 2.1.3.)

On peut résoudre facilement l'étude de l'absorption dans deux cas particuliers :

- La source est excitée uniformément et la température du gaz est uniforme. Dans ce cas il ne peut y avoir renversement et l'absorption se limite à diminuer la valeur de l'intensité obtenue. Si l'excitation est très importante, la brillance de la source atteint une saturation qui se traduit par un élargissement rapide de la raie (Cf. § III 2.1.4.).
- La source est constituée de deux zones distinctes : une zone interne émissive et une zone superficielle absorbante. Dans ce cas, l'absorption est fonction de la concentration en atomes émetteurs de la première zone et de la concentration en atomes absorbants de la deuxième zone. $P_e(\nu')$ est alors la fonction de distribution des atomes émetteurs et $Q_a(\nu')$ la fonction de distribution des atomes absorbants. On a donc :

$$I(\nu') = I_0 \cdot P_e(\nu') \cdot e^{-P \cdot Q_a(\nu')} \quad (6)$$

Dans le cas général la répartition des atomes absorbants et émetteurs est quelconque. On peut caractériser par un nombre n une répartition des atomes émetteurs et des atomes absorbants telle que l'on ait :

$$\begin{aligned} n = 1 & \quad \text{si la distribution est uniforme} \\ n = \infty & \quad \text{si les zones émissives et absorbantes sont} \\ & \quad \text{distinctes.} \end{aligned}$$

La répartition spectrale de l'intensité prend alors la forme :

$$I(\nu') = I_0 \cdot P_e(\nu') \cdot e^{-PQ_a(\nu')} \cdot \varphi(n) \quad (7)$$

avec $\varphi(n) = 1$ pour $n = \infty$.

Il n'est pas possible de résoudre le cas général à partir de l'observation de $I(\nu')$ pour les deux raisons suivantes :

- Pour une valeur donnée de p , la distance des maxima de renversement varie très lentement avec n dès que $n \geq 2$. Cette mesure ne permettra donc pas d'en déduire n .
- Il existe toujours plusieurs couples de valeurs de p et n pouvant donner une même répartition $I(\nu')$.

Cependant, l'expérience a montré que les spectres obtenus étaient assez fortement renversés. D'autre part, on sait que la température de paroi des sources H.F. est plus faible dans les zones superficielles qu'au centre. Le cas où $n = 1$ étant résolument écarté, on peut penser que les conditions réelles sont assez proches du cas où $n = \infty$. Nous allons donc interpréter les résultats expérimentaux dans cette hypothèse.

2. 3. 2. Absorption en forme DOPPLER dans le cas où $n = \infty$.

Nous pouvons supposer que les fonctions $P_e(\nu')$ et $Q_a(\nu')$ possèdent la forme DOPPLER comme nous l'avons déjà signalé.

$$P_e(\nu') = Q_a(\nu') = \left[\frac{\ln 2}{\pi \delta^2} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \exp. \left[- \frac{\ln 2}{\delta^2} (\nu' - \nu'_0)^2 \right] \quad (8)$$

On peut simplifier les notations en posant :

$$u = \gamma' - \gamma_0' \quad (9)$$

$$M = I_0 \left[\frac{\text{Ln } 2}{\pi \delta^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

$$x^2 = \frac{\text{Ln } 2}{\delta^2} \cdot u^2 \quad (11)$$

La répartition de l'intensité est alors :

$$I(x) = M \cdot e^{-x^2} \cdot e^{-p e^{-x^2}}$$

Sa dérivée par rapport à x est :

$$\frac{dI}{dx} = 2x \cdot (p \cdot e^{-x^2} - 1) \cdot I(x)$$

Ses zéros s'expriment en revenant en u par :

$$u_0 = 0 \quad u_m = \pm \delta \cdot \left[\frac{\text{Ln } p}{\text{Ln } 2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

Les valeurs correspondantes de $I(\gamma')$ sont alors :

$$\text{Au centre de la raie : } I(\gamma_0') = M \cdot e^{-p} \quad (13)$$

$$\text{Sur les maxima latéraux : } I(u_m) = I_m = \frac{M}{e p} \quad (14)$$

2. 3. 3. Bases de l'interprétation.

A partir des résultats que nous venons d'obtenir, nous pouvons interpréter les spectres relevés expérimentalement. En effet, le rapport entre l'intensité au centre du spectre et celle aux maxima latéraux est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{I_m}{I(\gamma_0')} &= \frac{M}{e \cdot p} \times \frac{1}{M e^{-p}} \\ \frac{I_m}{I(\gamma_0')} &= \frac{e^{p-1}}{p} \end{aligned} \quad (15)$$

La connaissance expérimentale de ce rapport permet donc, à l'aide de la courbe ci-dessous représentant la fonction (15), d'en déduire la valeur de p .

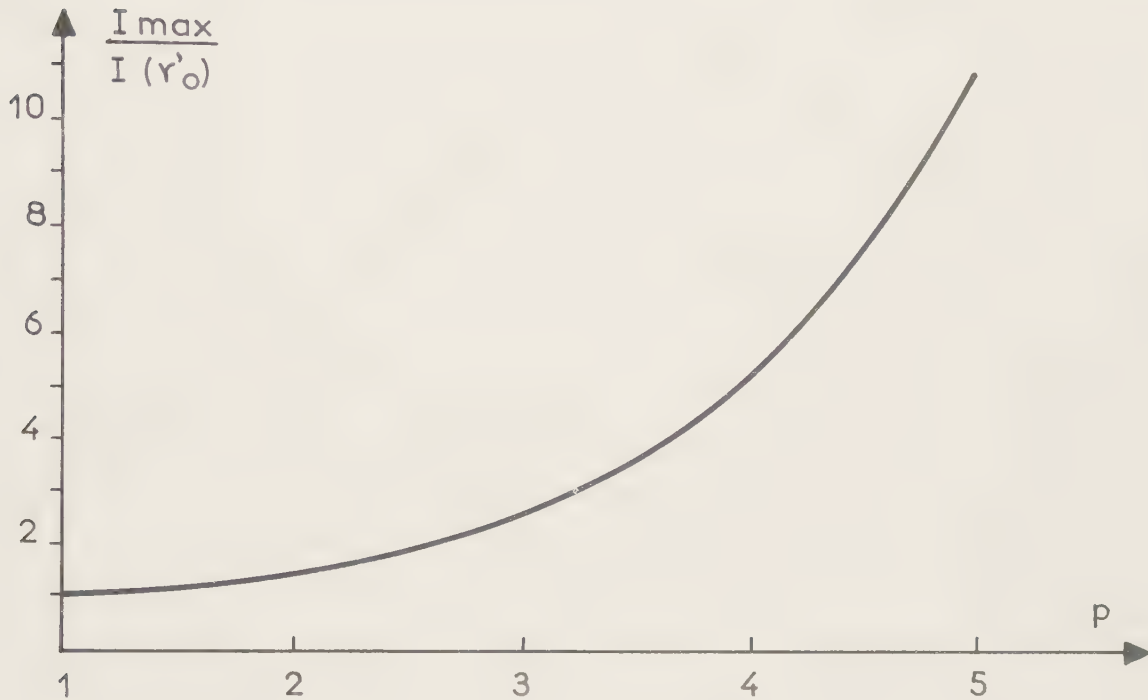


Fig.17 - Courbe $\frac{I_{\max}}{I(r'_0)} = \frac{e^{p-1}}{p}$

La distance des maxima est donnée par la valeur de leur abscisse. La relation (12) donne donc cette distance d :

$$d = 2\delta \left[\frac{\ln p}{\ln 2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

La connaissance expérimentale de d et celle de p déterminée ci-dessus nous donne donc la valeur 2δ de la largeur de raie DOPPLER que l'on observerait s'il n'y avait pas élargissement par absorption :

$$2\delta = d \cdot \left[\frac{\ln p}{\ln 2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (17)$$

De cette valeur de la largeur DOPPLER on peut déduire la température du gaz ionisé par la formule suivante, où δ et λ sont en Angströms :

$$T = 1,64 \cdot 10^{12} \text{ M} \cdot \left[\frac{2\delta}{\lambda} \right]^2 \quad (18)$$

soit pour chacune des raies avec δ en mk :

$$D_1 : T_1 = 0,397 \cdot (2\delta)^2 \quad (19)$$

$$D_2 : T_2 = 0,402 \cdot (2\delta)^2 \quad (20)$$

2. 3. 4. Interprétation.

Les enregistrements réalisés à l'aide du spectromètre interférentiel HYPERAC nous fournissent un certain nombre de courbes caractéristiques dont le paramètre est la pression de vapeur de potassium par l'intermédiaire soit de la température du queusot pour la source H.F., soit du débit dans la lampe PHILIPS. On peut admettre que la température du queusot est pratiquement la température du potassium liquide. On en déduit donc directement la pression de vapeur. Ceci n'est pas possible en ce qui concerne la lampe PHILIPS. Cependant, la très grande similitude des courbes de lumière intégrée données ci-dessous entre les deux types de sources nous a amenés à choisir la correspondance courant-pression de vapeur avec laquelle seront réalisés tous les graphiques.

ATKINSON (12) compare de même une lampe OSRAM à Potassium à une source H.F. Il choisit une échelle très différente qui, à notre avis, défavorise de façon abusive les performances de la lampe OSRAM.

Les enregistrements de lumière intégrée sont traduits par les courbes du graphique 18. Pour une même lampe, les intensités des raies D_1 et D_2 sont comparables, mais l'échelle est différente selon le type de source. La cinquième courbe représente l'amplitude du signal de pompage optique.

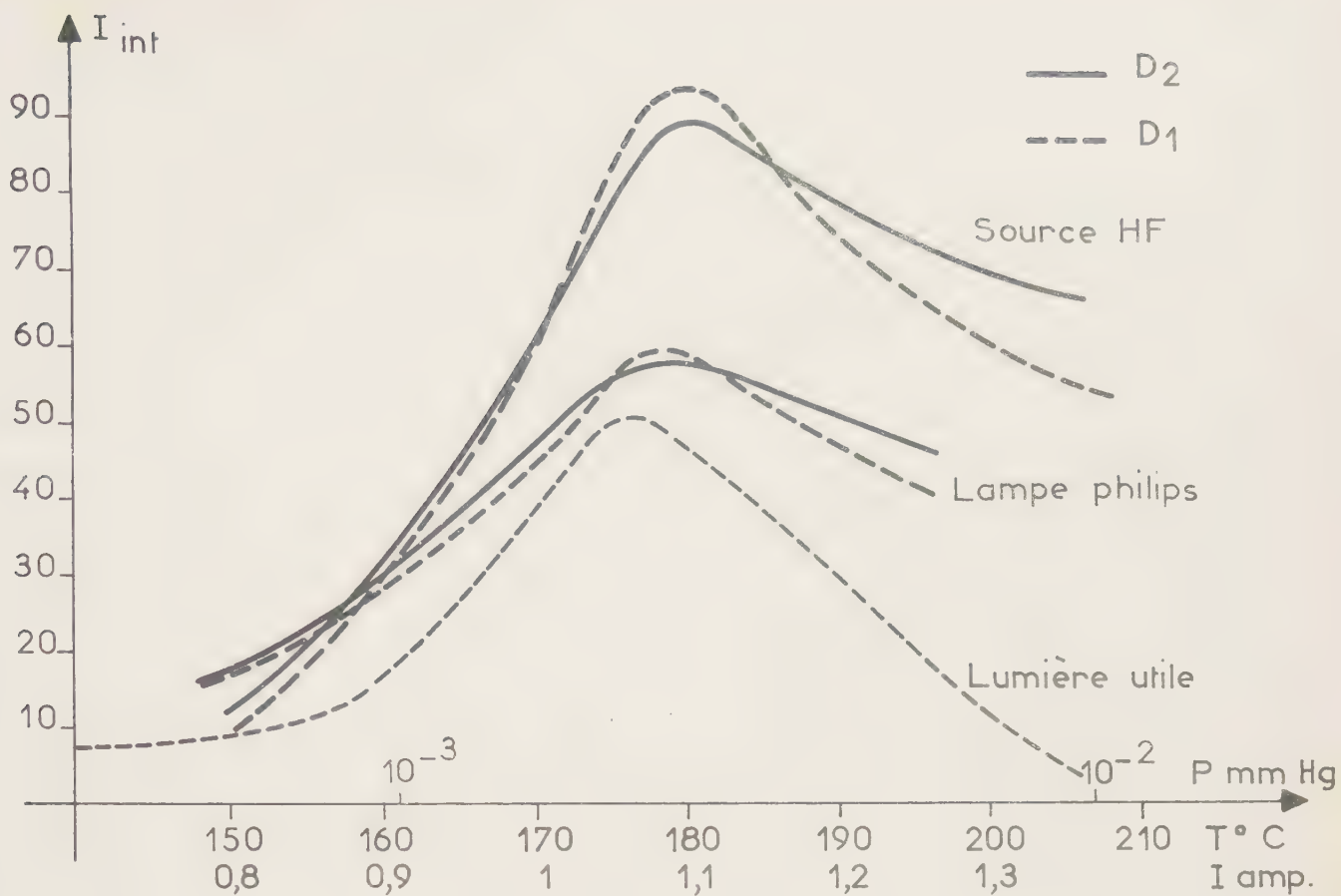


Fig.18 _ Intensité intégrée dans les raies D_1 et D_2

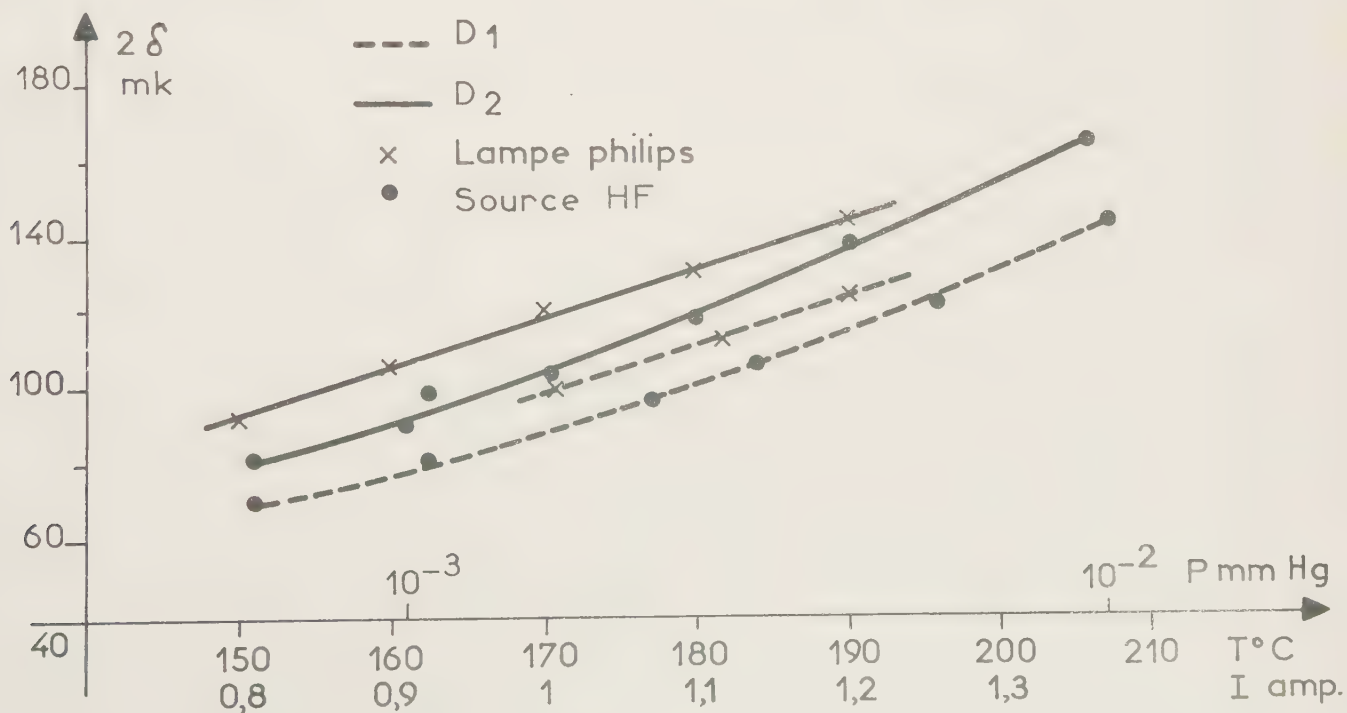


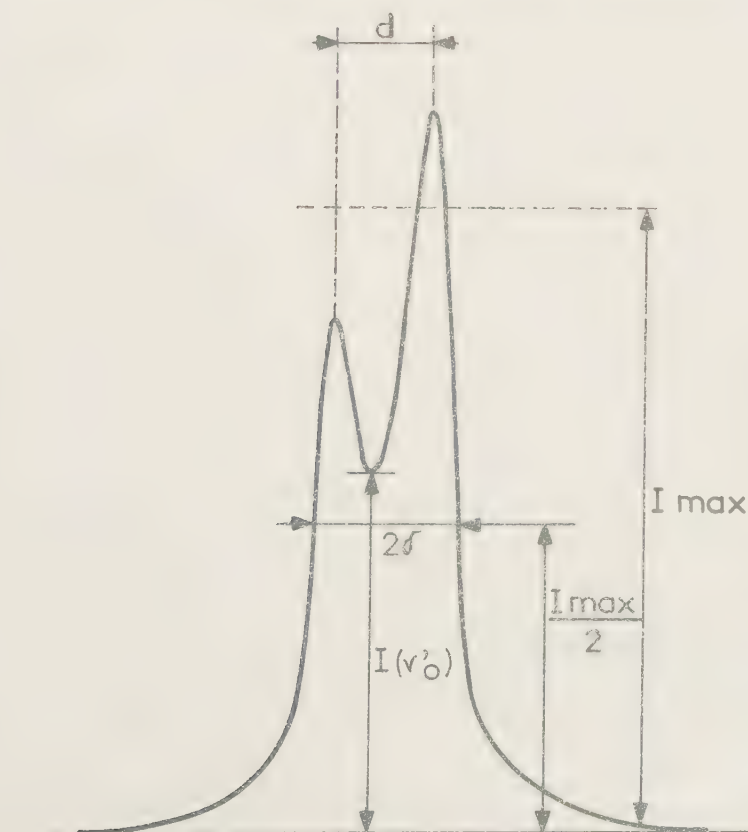
Fig 19 Largeurs des raies D_1 et D_2

On constate que ces cinq courbes présentent un maximum très marqué. Il faut rattacher ce phénomène, non seulement à l'auto-absorption, mais aussi au mécanisme de la décharge. En effet, nous avons signalé qu'un régime de fonctionnement stable était obtenu lorsque le taux de production des électrons était égal au taux de perte de ceux-ci par diffusion ambipolaire sur les parois. Si la décharge est ainsi obtenue dans le Krypton, l'apparition du Potassium ne modifie pas le régime établi. La vitesse de diffusion ambipolaire étant pratiquement indépendante de la pression de vapeur du Potassium, le nombre d'électrons ionisants dans la décharge est constant. L'augmentation de la pression de vapeur se traduit par l'ionisation du Potassium aux dépens du Krypton et le spectre du Krypton disparaît comme nous l'avons déjà dit. Cependant, lorsque tous les électrons disponibles servent à ioniser le potassium, toute augmentation de la pression de vapeur n'augmente plus l'intensité émise mais, au contraire, fait croître le nombre d'atomes absorbants. La lumière émise diminuera donc, d'où existence d'un maximum dans la lumière intégrée.

Il faut alors remarquer que la diminution de la lumière intégrée se double, en plus, d'une diminution plus rapide au centre que sur les bords, selon les principes exposés précédemment. Ceci explique donc que le maximum de signal de pompage optique apparaisse un peu plus tôt que celui de la lumière intégrée et que sa décroissance soit beaucoup plus rapide.

Les courbes relevées nous montrent, d'autre part, qu'il y a une absorption déjà grande lorsque la pression de vapeur est faible, puisque le rapport des intensités de D_1 et D_2 est très proche de 1 alors que le rapport théorique est de 2. Ceci est surtout vérifié pour la lampe PHILIPS où le rapport est presque constamment égal à 1 pour une intensité comprise entre 0,8 et 1,1 A alors que pour la source H.F. le rapport atteint 1,25 pour une pression de vapeur de $6 \cdot 10^{-4}$ mm Hg.

Les enregistrements de la forme des raies nous permettent d'appliquer les calculs théoriques de l'absorption. Nous allons cependant faire quelques remarques préliminaires. Tout d'abord, la reproduction des raies faite précédemment montre que celles-ci sont fortement dissymétriques pour les sources H.F. quand il y a renversement. Cet effet existe aussi, quoique moins marqué, dans les lampes PHILLIPS. Nous avons vu que cette dissymétrie est due probablement à l'effet STARK provoqué par le champ intermoléculaire créé par les ions. Cet effet provoque en général un élargissement de la raie. Cependant il semble que celui-ci reste assez petit devant l'élargissement DOPPLER et nous le négligerons. L'effet du déplacement du centre de gravité de la raie, s'il existe, ne dépasse pas quelques mK et n'affecte que peu les résultats puisque le pompage optique utilise une largeur déjà grande évaluée à 30 mK. Ce phénomène nous amènera à prendre comme amplitudes des raies la valeur moyenne des maxima latéraux, comme le montre la fi-



ci-contre. $I_{\max}$ représente alors l'amplitude des maxima latéraux, $I(v_0)$ l'amplitude au centre de la raie, d la distance des maxima et 2δ la largeur de raie pour $\frac{I_{\max}}{2}$.

Ces grandeurs sont alors représentées sous la forme de trois réseaux de courbes donnant les résultats obtenus pour les raies D_1 et D_2 des deux lampes.

La largeur de raie se présente (fig.19) sous

Fig.20 _ Définition des paramètres de raie

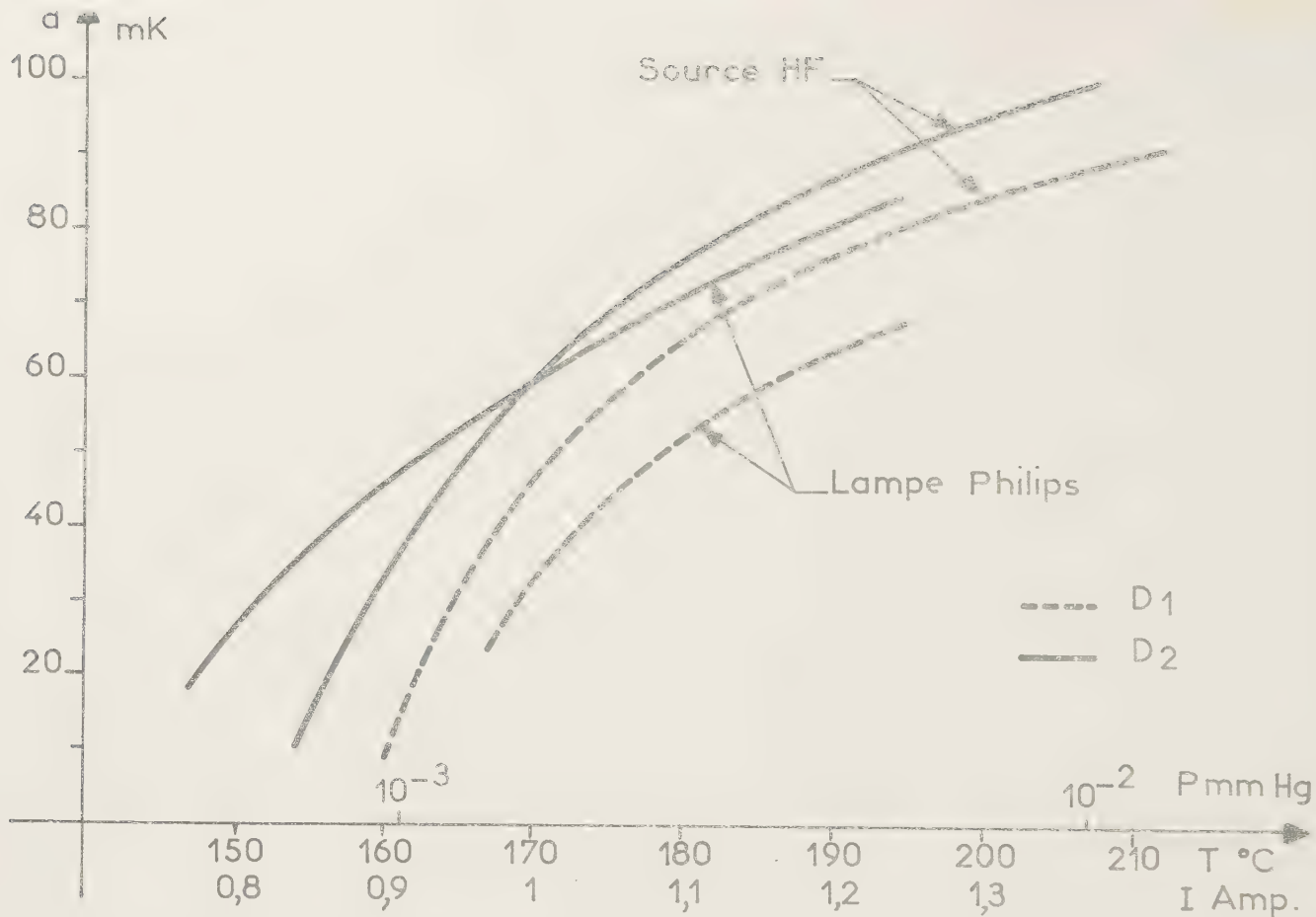


Fig. 21 _ Distance des maximas latéraux

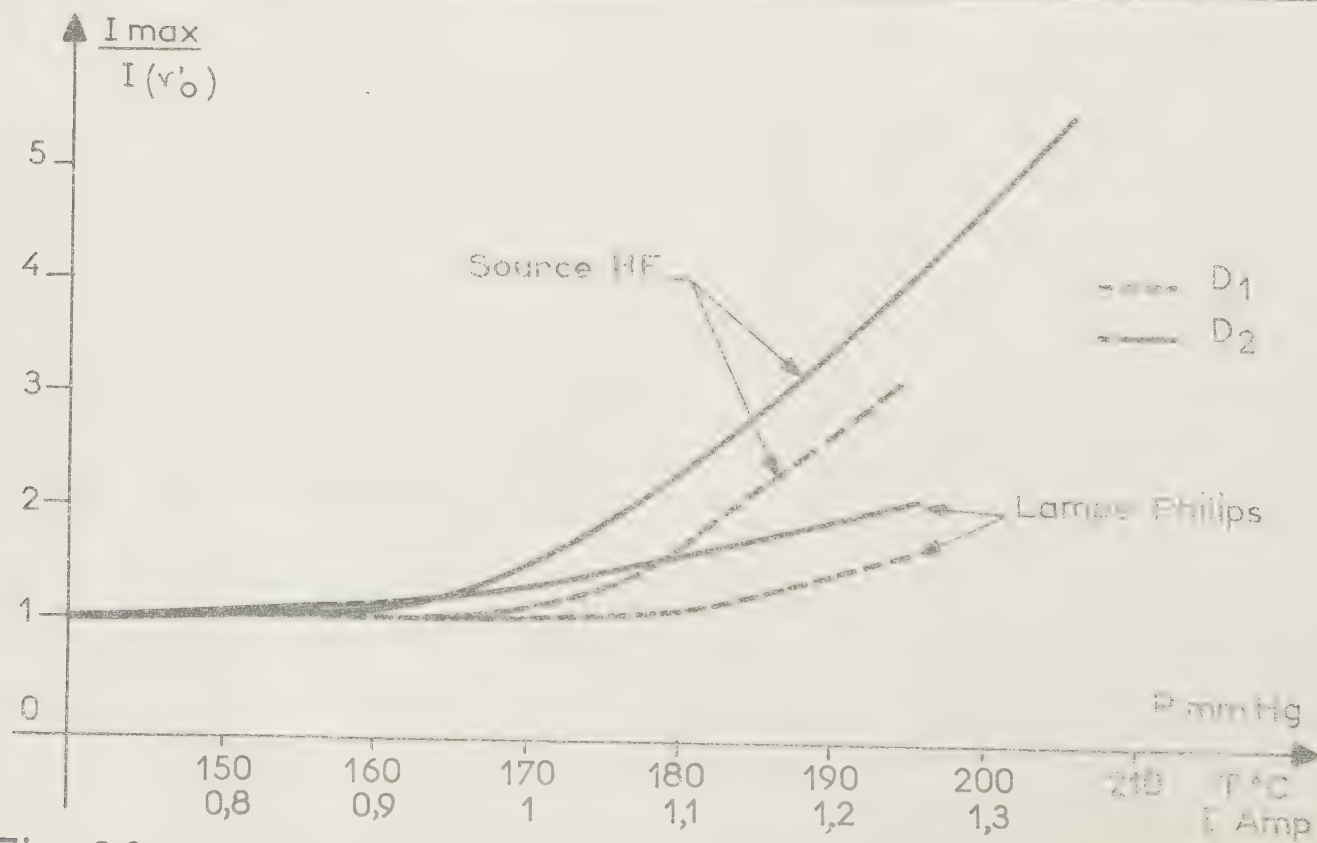


Fig. 22 _ Taux de renversement

la forme d'une fonction presque linéaire de la température, donc comme une fonction logarithmique de la pression. Les largeurs des raies D_1 sont inférieures d'environ 15 % aux largeurs des raies D_2 et varient peu d'une lampe à l'autre.

Les deux réseaux de courbes suivants (fig. 21 et 22) caractérisent le renversement des raies. On constate que celui-ci apparaît dans les sources H.F. pour une pression de 8.10^{-4} mm Hg environ et un peu avant pour les lampes PHILIPS. Il semblerait cependant s'accroître beaucoup plus vite dans les sources H.F.

On peut alors, à partir de ces courbes, calculer, selon la méthode décrite au paragraphe précédent, les largeurs de raie que l'on aurait obtenu s'il n'y avait pas d'absorption. Le tableau ci-dessous donne les résultats obtenus pour les deux raies de chaque lampe.

	T °C ou I A	I_m/I (V ₀) mesuré	p calculé	d mK mesuré	2δ mK calculé	T °K calculé	2δ mK mesuré
Source H.F. D_1	170	1,15	1,6	47	57	1 280	86
	180	1,6	2,3	66	60	1 430	105
	190	2,55	3,04	76	60	1 430	120
D_2	160	1,06	1,25	25	44	780	90
	170	1,48	2,15	61	58	1 310	104
	180	2,30	2,90	76	61	1 500	122
	190	3,45	3,45	86	64	1 645	140
	200	4,80	3,95	94	67	1 805	158
	206	5,50	4,15	98	68,5	1 885	164
Lampe PHILIPS D_1	1,1	1,13	1,60	51	62	1 560	110
	1,2	1,36	1,97	64	65	1 680	125
D_2	0,9	1,1	1,45	46	63	1 530	105
	1,0	1,28	1,85	61	65	1 680	117
	1,1	1,6	2,3	73	66,5	1 760	130
	1,2	1,9	2,6	80	68	1 835	145

On constate que les largeurs de raie sont très fortement modifiées par l'auto-absorption : elles sont pratiquement doublées. On vérifie que la largeur DOPPLER calculée varie peu avec la pression de vapeur, ce qui est en accord avec le fait que l'ionisation ne croit plus au-delà d'un maximum. D'autre part, on note que les largeurs DOPPLER des raies D_1 et D_2 d'une même lampe diffèrent peu alors que les largeurs mesurées diffèrent d'au moins 20 %.

On peut calculer facilement l'amplitude au centre qu'aurait la raie s'il n'y avait pas d'auto-absorption. L'équation (13) montre que celle-ci est affaiblie dans le rapport e^{-P} . Pour la raie D_2 de la source H.F., on aurait donc pour une température de 180°C une amplitude 18 fois plus grande au centre de la raie s'il n'y avait pas absorption.

Les températures obtenues semblent relativement grandes mais elles sont en accord avec certains résultats cités par CABANNES (19) et GEIGER(23) qui mesurent $1\ 500^\circ\text{K}$ dans la colonne positive. Nous savons que la température du gaz est en pratique celle des ions. Nous pouvons donc en déduire leur énergie. Pour $1\ 300^\circ\text{K}$, on aura :

$$W_{\text{ions}} = \frac{3}{2} kT$$

$$W_i = 0,17 \text{ eV}$$

Nous constatons que cette énergie est très faible et que les ions ne peuvent donc pas être ionisants.

C H A P I T R E I V

REALISATION TECHNIQUE DES SOURCES

Nous allons dans ce chapitre décrire la solution technologique adoptée comme fournissant une source de performances optimales.

Deux options en sont présentées. Elles diffèrent par une évolution de technologie et de performances.

- La première fait appel à un oscillateur haute fréquence à lampe et utilise le modèle de source défini précédemment. Elle est caractérisée par une très bonne sécurité d'emploi lorsque l'on veut faire varier les paramètres de la source.
- La seconde version est entièrement transistorisée. Ses qualités particulières permettent de l'utiliser dans des expériences de terrain (magnétomètre à pompage optique). De plus, une révision du contrôle de la pression de vapeur de Potassium améliore sensiblement les performances de stabilité à long terme.

Ces deux versions seront décrites successivement en adoptant un même plan.

1. VERSION OSCILLATEUR A LAMPE

La source proprement dite est constituée d'un corps de diamètre extérieur 18 mm et d'un queusot. La décharge haute fréquence est créée dans le corps de la source à l'aide d'un bobinage parcouru par un courant H.F. Ce bobinage est accordé et excité à distance par un oscillateur H.F. à une lampe. Le queusot est placé à l'intérieur d'un four dont on règle la température à l'aide d'un régulateur électronique.

1. 1. L'EXCITATION HAUTE FREQUENCE.

1. 1. 1. L'oscillateur H.F.

L'oscillateur H.F. est un oscillateur classique de type HARTLEY. Le tube électronique est un tube P 17 W utilisé en classe C, dont le schéma n° 23 est donné ci-contre. La constante de temps $R_3 C_5$ définit le point de fonctionnement du tube et sa valeur est assez critique. En effet, si le couplage entre les circuits plaque et grille est trop serré, le phénomène de surmodulation peut apparaître. Il se traduit sous la forme d'une modulation de l'amplitude de l'oscillation haute fréquence. Ceci est dû au fait que le condensateur se charge à une valeur dépassant le cut-off puis se décharge à travers R_3 . Pour supprimer cet effet il faut choisir la constante de temps $R_3 C_5$ pas trop grande. Par contre, une valeur trop faible diminue le rendement de l'oscillateur en le faisant fonctionner en classe AB. Signalons que la surmodulation visible à l'oscilloscope, ne se traduit pas forcément par des fluctuations de l'intensité lumineuse et qu'elle affecte de façon appréciable les valeurs indiquées par les wattmètres directionnels.

Le filament est alimenté en continu pour éviter une modulation parasite à 100 Hz.

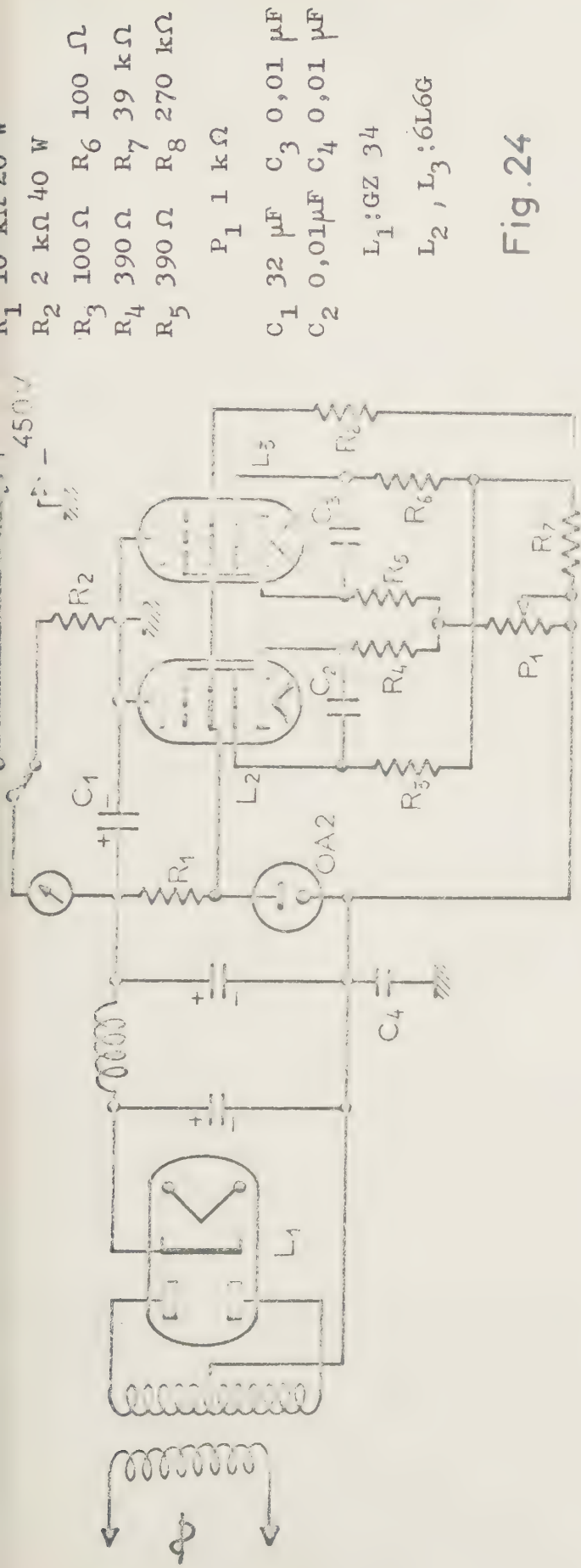
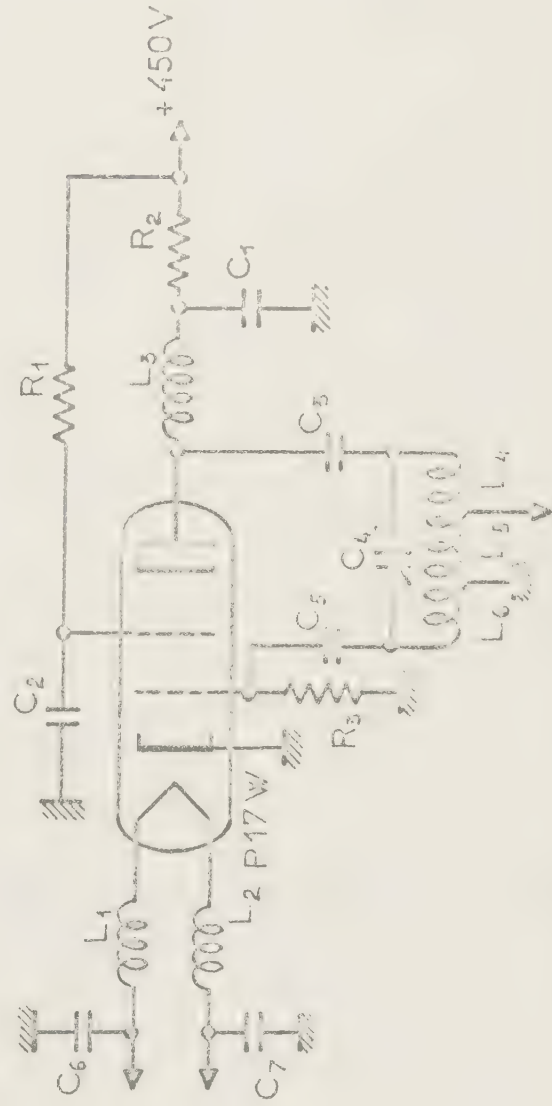


Fig. 24



Oscillateur 42 MHz 10 watts

Fig. 23

L'oscillateur délivre le signal H.F. par l'intermédiaire d'un transformateur H.F. assurant une sortie adaptée sur 50Ω . On peut mesurer sur une charge adaptée les performances de l'oscillateur. Un oscilloscope RIBET-DESJARDINS de bande passante 100 MHz permet de contrôler que l'onde est parfaitement sinusoïdale. L'oscillateur est capable de délivrer 10 watts sur 50Ω dans la gamme de fréquence de 30 à 70 MHz couverte par l'accord du CO de plaque. Le rendement de l'oscillateur est de l'ordre de 35 % à 40 MHz. Lorsque la tension d'alimentation varie de 120 à 300 V, la puissance H.F. varie de 2 à 10 watts. La fréquence subit alors une légère dérive soit dans cette gamme 0,1 MHz pour une fréquence de 40 MHz, c'est à dire 2 ‰ environ.

La fréquence de travail retenue est de 42 MHz. Cette valeur n'est pas critique et a été choisie de telle sorte que ses harmoniques ne tombent pas près des fréquences utilisées pour les transmissions par radio des signaux géomagnétiques.

1. 1. 2. Transfert de la puissance H.F.

La puissance H.F. est transmise à la source par câble coaxial 50Ω .

Le problème est à priori difficile. En effet, la source présente une impédance qui peut varier dans de large limites: si, au moment de l'allumage, elle est de l'ordre de $2\ 000 \Omega$, elle descend vers $1\ 000 \Omega$ lorsque la décharge annulaire est amorcée et elle est fonction de la température et de la pression de vapeur du Potassium. Le problème de la stabilité de l'impédance de la décharge en cours de fonctionnement est en fait résolu de lui-même puisque la pression de vapeur du potassium est contrôlée en température. Nous verrons plus loin comment l'allumage est rendu possible.

Le bobinage d'excitation de la source est réalisé sous la forme d'un transformateur accordé sur la fréquence de l'oscillateur et il ramène l'impédance de la source à la valeur

de 50Ω pour l'adapter à celle du câble coaxial. La partie réelle de l'impédance de la source allumée est alors donnée par :

$$\frac{R_s}{50} = \left[\frac{n_2}{n_1} \right]^2$$

si $\frac{n_2}{n_1}$ est le rapport de transformation déterminé expérimentalement pour une adaptation parfaite. Celui-ci est de 4 environ, soit :

$$R_s = 50 \times 16 = 800 \Omega.$$

La partie imaginaire de l'impédance est faible. Pour la compenser il suffit de chercher la valeur de C assurant l'accord de fréquence. On constate que la correction à appliquer à la fréquence d'accord du circuit lorsque la source est présente est très minime. ($\Delta C \approx 1 \text{ pF}$).

Le contrôle de l'adaptation de la source s'effectue en insérant sur le coaxial de transmission un wattmètre directionnel BIRD type 61 qui indique la puissance H.F. transmise dans chaque sens. Si l'onde est sinusoïdale, la valeur est connue à 5 % près environ. Si l'onde n'est pas sinusoïdale les valeurs peuvent alors être complètement aberrantes. Cet appareil permet de parfaire l'adaptation de la source en cherchant à obtenir une puissance de retour vers l'oscillateur égale à zéro. Dans ce cas, le câble coaxial n'est plus le siège d'ondes stationnaires, la source est alors effectivement adaptée. La longueur du câble coaxial est tout à fait sans influence sur la transmission de la puissance H.F. mis à part l'affaiblissement introduit que l'on peut négliger dans nos conditions d'utilisation.

Par contre, cette longueur est de première importance en ce qui concerne la facilité de l'allumage. En effet, lorsque la source n'est pas ionisée, son impédance est très grande. La ligne est désadaptée et il se forme des ondes stationnaires. Des ventres de tension apparaissent tous les $K \frac{\lambda}{2}$. Or nous avons vu que c'est le champ électrique qui provoque l'allumage de la source. On a donc intérêt à doter le coaxial d'une longueur égale à $K \frac{\lambda}{2}$ qui favorisera l'allumage. L'expérience confirme la

facilité d'allumage dans ces conditions et l'impossibilité dans le cas où la longueur est égale à $(2K + 1) \lambda/4$ correspondant aux noeuds de tension.

La constante diélectrique du câble utilisé est $\epsilon = 2,37$.
A 42 MHz, on aura donc :

$$\lambda_{\text{coax}} = \frac{\lambda_{\text{air}}}{\sqrt{\epsilon}} = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon}} = 4,63 \text{ m.}$$

On choisira une longueur de coaxial égale à 2,31 m. soit $\lambda/2$. Cette longueur est en effet suffisante pour rendre la perturbation magnétique apportée par le tube oscillateur tout à fait négligeable.

Pour effectuer les mesures à l'aide du wattmètre directionnel, on a déterminé la longueur équivalente de celui-ci, soit 13 cm. On associera donc au wattmètre une longueur de coaxial de 2,18 m. L'utilisation du wattmètre permet de constater que les circuits décrits précédemment assurent à l'accord une transmission de 6 watts H.F. avec moins de 100 mW en retour.

L'augmentation de la tension de vapeur provoque une légère désadaptation liée à une petite modification de l'impédance de la source. Cette variation d'impédance est incomparablement plus faible que celle constatée dans le cas des oscillateurs directs ou asservis. En effet, dans ce dernier cas, la variation de la fréquence de résonance dépassait souvent 10 % d'après plusieurs auteurs. Dans notre solution celle-ci est inférieure à 1 %. En ce qui concerne la partie réelle, une petite variation peut être constatée au passage par le maximum de lumière défini précédemment, mais elle n'affecte pratiquement pas la puissance H.F. transmise à la décharge. Pour éliminer cet effet il suffit de désadapter très légèrement la lampe à froid, pour que à chaud elle fonctionne dans des conditions optimales.

1. 1. 3. Alimentation de l'oscillateur.

Nous avons vu que les auteurs sont unanimes à recommander l'utilisation d'une alimentation d'oscillateur stabilisée en courant. Deux raisons la font préférer à une alimentation stabilisée en tension :

- L'allumage est rendu plus facile. En effet, l'impédance de la source avant l'amorçage étant grande, pour assurer le débit imposé, l'alimentation fournit à l'oscillateur une tension plus élevée que celle nécessitée par la source ionisée. On profite donc d'une "surtension à l'allumage" qui favorise l'amorçage de la décharge.
- Le fonctionnement est auto-stabilisateur. En effet la décharge possède un coefficient de température négatif. Si la puissance H.F. croît, la conductibilité du plasma augmente. A courant constant, la tension d'alimentation décroît et la puissance H.F. diminue. Il y a donc autostabilisation.

Par contre, si l'on utilise une alimentation classique stabilisée en tension, ces deux effets n'existent pas et, outre la difficulté plus grande pour allumer les sources, le fonctionnement obtenu est moins stable.

Ces considérations nous ont donc amenés à utiliser une alimentation stabilisée en courant dont le schéma n° 24 est donné avec celui de l'oscillateur. L'ensemble redresseur fournit après filtrage une tension continue de 450 volts dont le négatif est flottant par rapport à la masse. Deux pentodes 6 L 6 montées en parallèle sont mises en série avec la charge et réalisent la chute de tension nécessaire pour assurer un courant constant. Le débit est défini par la valeur de la résistance de cathode puisque la grille 1 est maintenant à une tension fixe à l'aide du tube stabilisateur OA2. Ce courant est réglable entre 40 et 100 mA à l'aide du potentiomètre P_1 . Un

circuit d'attente permet de pré-régler la valeur du débit avant d'envoyer la tension sur l'oscillateur. La tension maximum disponible est de 400 volts.

1. 2. L'ENSEMBLE DE SOURCE.

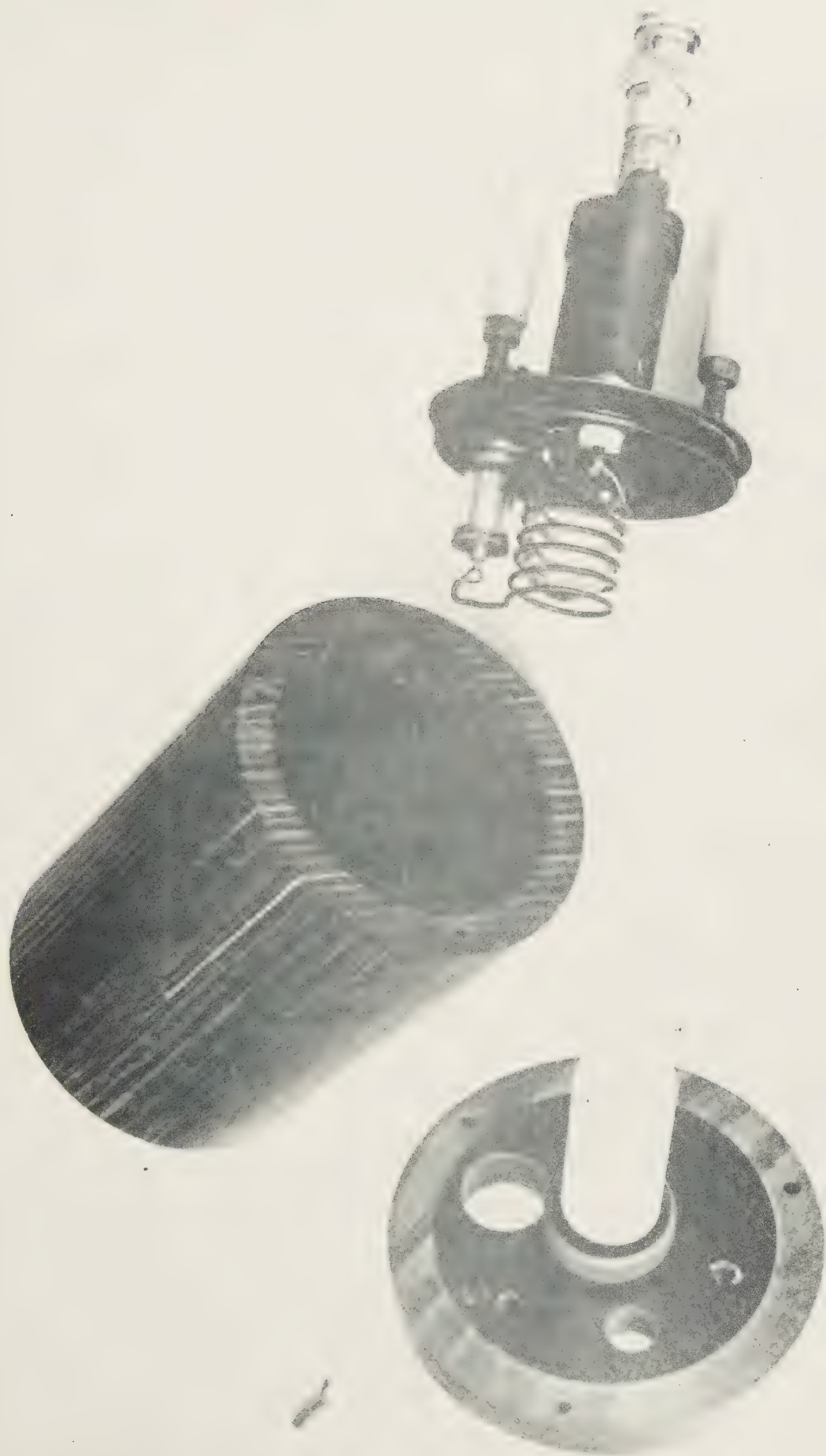
=====

De même que la source proprement dite se compose de deux parties - le corps et le queusot - l'ensemble de source sera constitué de deux parties : le bobinage d'excitation et le four. Un support jouera à la fois le rôle de blindage électrique et thermique. En effet, il est nécessaire d'isoler la source de l'extérieur au point de vue thermique, autant pour améliorer la stabilité que pour économiser l'énergie. Les variations brutales de température extérieure peuvent provoquer de sérieuses instabilités dans la lumière. D'autre part, la H.F. a des effets néfastes sur l'électronique en général et sur le régulateur de four en particulier, d'où l'intérêt de blinder électriquement.

La photographie n° 7 montre la réalisation de cet ensemble.

1. 2. 1. Partie haute fréquence

Sur une plaque de base en laiton est fixé le bobinage excitateur. Il est constitué de 9 spires de fil de cuivre doré de 16/10 mm de diamètre. L'extrémité inférieure est soudée à l'étain pur sur le socle. L'extrémité supérieure est réunie à la partie supérieure d'un condensateur variable JOHNSON Type 1 901 qui est fixé sur le socle en assurant le contact électrique. Le socle reçoit sur son autre face un tube de laiton formant une arrivée coaxiale rigide pour la H.F. Une tige de cuivre de 2 mm de diamètre forme le conducteur intérieur tandis qu'un cylindre de Teflon forme le diélectrique. L'impédance obtenue est égale à 50Ω . L'extrémité inférieure dotée d'une prise BNC brasée permet de recevoir le câble coaxial amenant la H.F. L'extrémité supérieure est réunie à une prise située au 1/4 du



bobinage par l'intermédiaire d'un condensateur de 330 pF. Un pas de vis est réalisé sur le pourtour de la plaque de base de façon à recevoir un tube de laiton de 60 mm de diamètre formant un blindage pour la haute fréquence. Ce tube, non représenté sur la photographie, est haut de 6 cm et recoit à sa partie supérieure une monture circulaire qui maintient une lentille de faible puissance. Celle-ci est destinée à limiter les échanges de chaleur avec l'extérieur et éviter que la partie supérieure de la source ne forme un point froid. De plus, 4 fils de cuivre, formant un quadrillage placé sur la lentille, complètent le blindage électrique de la source.

1. 2. 2. Le four.

La plaque de base possède sur sa face inférieure un tube brasé de 18 mm de diamètre intérieur. Ce tube est destiné à recevoir le four.

Celui-ci est entièrement réalisé en Teflon. Le dessin ci-dessous montre le détail de sa réalisation.

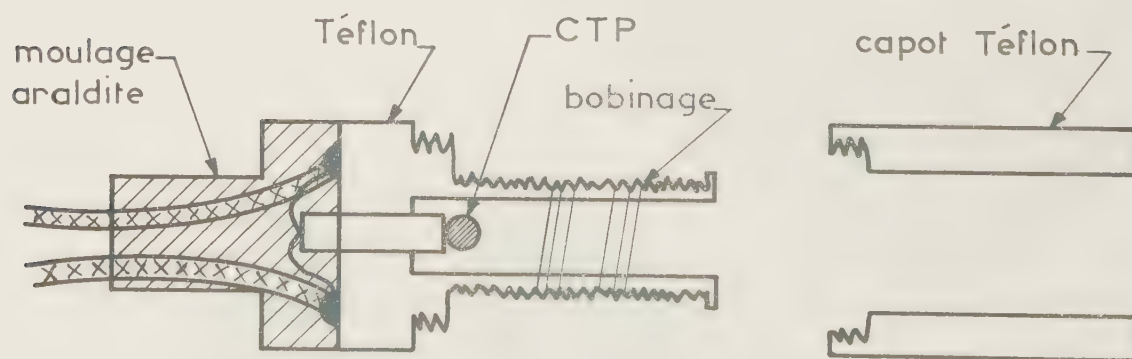


Fig. 25 — Le Four

Sur un tube de 1 mm de paroi est réalisé un filetage double qui reçoit un fil de RNC de 0,1 mm de diamètre, bobiné deux fils en mains pour assurer une perturbation magnétique minimale. Les deux extrémités sont arrêtées par vis sur la partie inférieure du tube formant embase. Un capot en Téflon de 18 mm de diamètre extérieur se visse sur cette embase, de façon à diminuer les pertes thermiques vers l'extérieur.

L'embase est percée en son centre pour permettre l'introduction à l'intérieur du tube chauffant d'une sonde à thermistance qui sert d'élément détecteur. La sonde est réalisée de la manière suivante : les deux fils de la thermistance sont introduits dans un tube capillaire de 5 mm de diamètre extérieur. L'un d'eux est isolé à l'aide d'une fine gaine de souples-verre. A la sortie du capillaire les deux fils sont soudés sur l'âme et la gaine d'un fin coaxial. La partie arrière du capillaire et les connexions sont fixées à l'aide d'une gaine thermorétractable. Les connexions du fil chauffant sont réunies de même à un coaxial fin.

Pour assurer une excellente tenue mécanique à l'ensemble des cosse et de la sonde la partie arrière du four est moulée à l'araldite. Le support de source ainsi complété est fixé sur un socle en permali à l'aide de trois colonnettes réalisées en Nylon pour réduire les pertes thermiques. D'autre part, un tube en permali de 1 cm de paroi vient coiffer le tout et assurer la protection thermique nécessaire.

L'ensemble de source ainsi constitué est mis en place à l'extrémité inférieure du banc de pompage optique. Il reçoit les connexions avec la H.F., le chauffage four et la thermistance four. L'accord du bobinage est réglable par tournevis H.F. sans aucun démontage.

1. 3. REGULATEUR ELECTRONIQUE DE TEMPERATURE.

=====

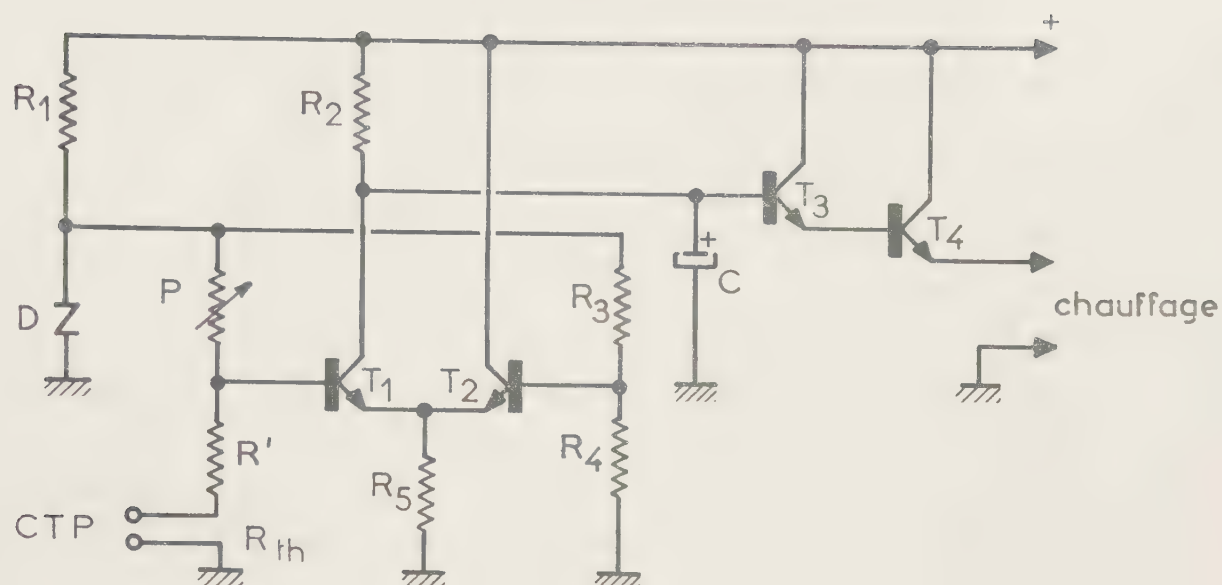
Le chauffage du queusot de la source est régulé en température en introduisant en série avec le fil chauffant un transistor de puissance commandé par le détecteur de température.

Le schéma n° 26 représente la réalisation du régulateur. L'élément détecteur est une thermistance C.T.P. SIEMENS de type 330 C11. La caractéristique de température présente une zone de variation positive extrêmement rapide et pouvant atteindre 60 %/°C. Ce détecteur présente les avantages suivants : faible prix, faible encombrement, peu fragile, non magnétique. Par contre, un tri préalable est nécessaire à cause de la grande dispersion des caractéristiques et la fourchette de réglage obtenue est très petite. Ce détecteur est inséré dans la base d'un des transistors d'un amplificateur différentiel. Ce montage présente l'avantage de posséder une dérive en température très faible, à condition que les transistors soient appairés. On amplifie la différence des niveaux des deux bases dont l'une est à une tension fixe et l'autre à une tension définie par le détecteur R_{th} . Les deux ponts de base sont alimentés à partir de la même diode ZENER de façon à éliminer la dérive de celle-ci.

Si la température est trop faible, R_{th} est petit, V_{B1} est petit et T_1 est bloqué puisque V_E est défini par V_{B2} . La tension V_{c1} est donc grande et la tension de chauffage est élevée. Si, par contre, R_{th} est trop grand, V_E est défini par V_{B1} et V_{c1} s'effondre en annulant presque la tension de chauffage. L'équilibre est réalisé lorsque $V_{B1} = V_{B2}$. La valeur de la température régulée est réglée à l'aide du potentiomètre P.

Il importe que l'asservissement de température réalisé soit stable. Deux facteurs interviennent : le gain de la boucle et la constante de temps thermique entre l'enroulement chauffant et la CTP. En pratique, il est beaucoup plus facile d'agir sur

Fig. 26 - Régulateur de température



NOMENCLATURE

T_1 et T_2 : 2 N 1711
 T_3 : 2 N 2197 ou 2 N 1711
 T_4 : 2 N 1208 ou 2 N 3055
D : 111 Z 4
C : 32 μ F

	Chauffage queusot	Chauffage cellule
P	100 K Ω	2,2 K Ω
R'	24 K Ω	470 Ω
R ₁	4,7 K Ω	4,7 K Ω
R ₂	6,8 K Ω	4,7 K Ω
R ₃	4,7 K Ω	4,7 K Ω
R ₄	2,2 K Ω	3,3 K Ω
R ₅	1,3 K Ω	1

le gain de la boucle à condition que celui-ci reste suffisant pour assurer une régulation assez sensible. Le gain de la boucle est défini :

- 1°) par le coefficient de température de la CTP
- 2°) par le gain de l'amplificateur.

On peut diminuer le gain de la boucle en introduisant des résistances dans chaque émetteur de l'ampli-différentiel. Il est cependant plus facile d'introduire des résistances en série ou en parallèle sur la CTP pour diminuer son coefficient de température. Le léger inconvénient de ce procédé est que cette modification est fonction de la température de régulation. Celle-ci étant en pratique sensiblement constante, l'inconvénient est mineur. La stabilité est obtenue dans notre cas en introduisant une résistance série $R' = 24 \text{ k}\Omega$.

La précision de l'asservissement est de l'ordre de quelques dixièmes de degré à 160°C . La dérive de la température régulée ne dépasse pas $1/4^\circ\text{C}$ lorsque la température du régulateur varie de 10°C .

Un deuxième régulateur du même type est réalisé pour maintenir la température de la cellule de résonance à 65°C . Aucune différence notable n'est à signaler.

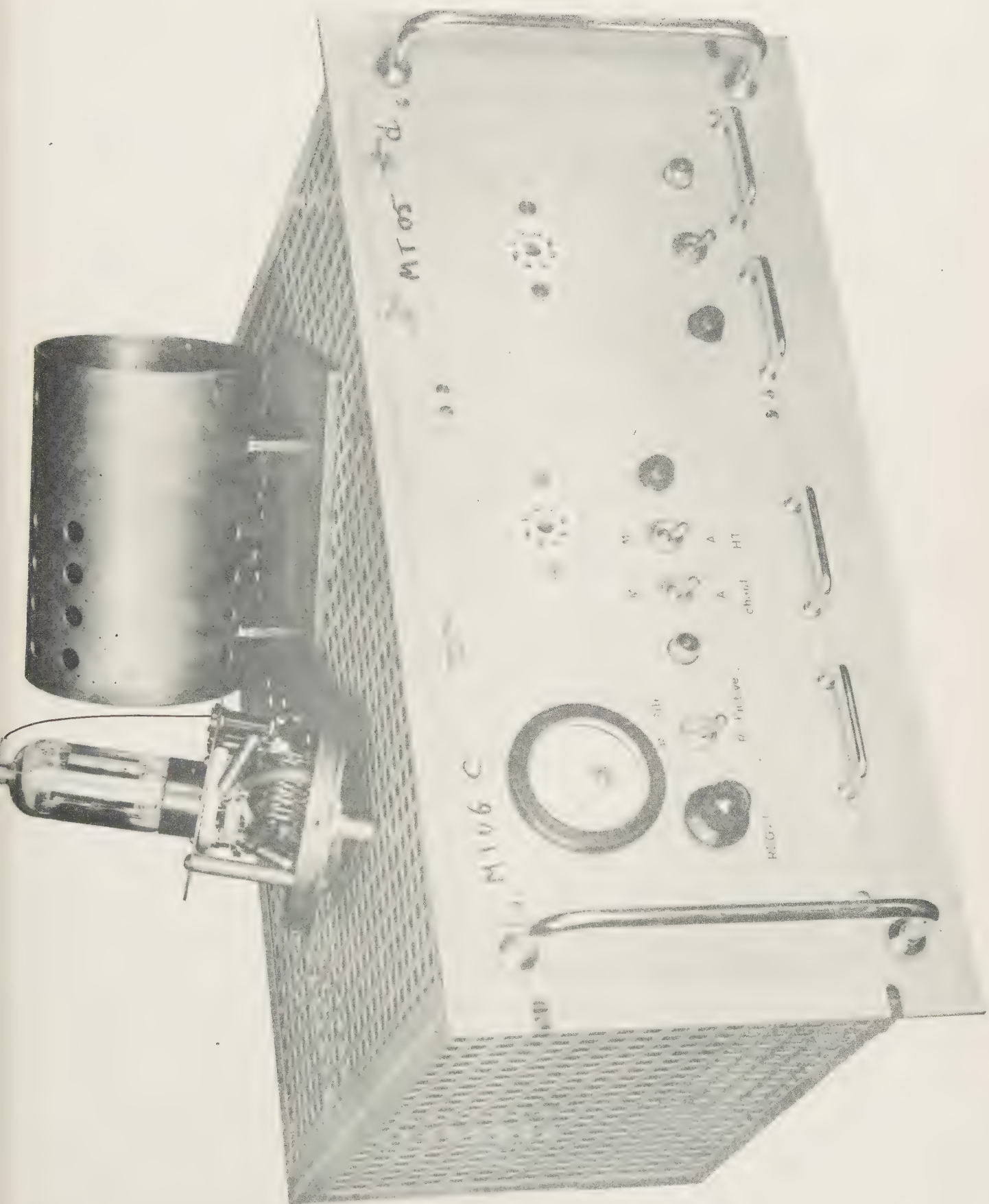
1. 4. REALISATION TECHNOLOGIQUE.

=====

Les éléments décrits ci-dessus ont été réalisés sous une forme telle qu'ils puissent être utilisés pour constituer la source de lumière d'un magnétomètre à pompage optique effectuant des mesures sur le terrain. Des impératifs de robustesse et de maniabilité ont donc présidé au choix des composants.

La photographie n° 8 montre l'appareillage réalisé.

L'alimentation stabilisée en courant et les chauffages sont contenus dans un tiroir de rack E.L.A. L'alimentation



en occupe trois unités et le tiroir de chauffage 2. Le tiroir de chauffage comprend, outre le régulateur de four et le régulateur de la cellule de résonance, l'alimentation 6,3 volts continu du tube oscillateur. Celle-ci est simplement formée d'un transistor série commandé dans sa base par une diode ZENER.

L'oscillateur est réalisé sous la forme d'un cylindre de laiton de 10 cm de diamètre et 18 cm de longueur. La partie électronique est entièrement solidaire d'une des joues qui ferment le cylindre. Une plaque intérieure est réunie à cette joue et forme le support du tube électronique. Le câblage des circuits est réalisé de façon très rigide entre la plaque intermédiaire et la joue formant support. Celle-ci reçoit de plus les connexions H.T., chauffage filament et coaxial de transfert H.F. Cette disposition assure une excellente stabilité mécanique tout en séparant le tube des circuits associés. Des ouvertures pratiquées dans la partie antérieure du tube de laiton permettent une bonne ventilation de la lampe. Le réglage de la fréquence d'accord de l'oscillateur est accessible une fois le boîtier fermé, et le fonctionnement de celui-ci est maintenu si le boîtier est enlevé.

L'ensemble de source utilisé est celui décrit dans les pages précédentes.

1. 5. PERFORMANCES

=====

Deux ensembles réalisés selon les descriptions précédentes ont été employés à des mesures géomagnétiques à partir de mars 1965. Les enregistrements réalisés se sont caractérisés, en ce qui concerne les sources, par les faits suivants :

- absence d'oscillations de relaxation.
- Grande facilité d'allumage
- Durée de vie suffisante
- Faible bruit
- Bonne stabilité lumineuse à moyen terme

- Faible constante de temps de mise en route (10 minutes).

Ces qualités ont permis de réaliser des enregistrements à moyen terme présentant une bonne stabilité. On a cependant noté le principal défaut suivant : la stabilité de la source à long terme n'est pas assurée parfaitement. En effet, le point froid est l'extrême pointe du queusot et il est assez difficile de condenser le métal en ce point avant utilisation. Il s'ensuit un lent déplacement du point définissant la pression de vapeur. Il est alors nécessaire de retoucher de temps en temps la température du queusot pour retrouver la valeur optimale de la lumière utile. Il est d'autre part probable qu'une telle migration est génératrice de bruit et que l'on a intérêt à la supprimer.

A ce problème s'ajoutent des difficultés dues à la faiblesse de la fourchette de température réalisable avec les CTP.

Nous allons voir comment la deuxième version permet de résoudre ces problèmes.

2. DEUXIEME VERSION : OSCILLATEUR H.F. TRANSISTORISE

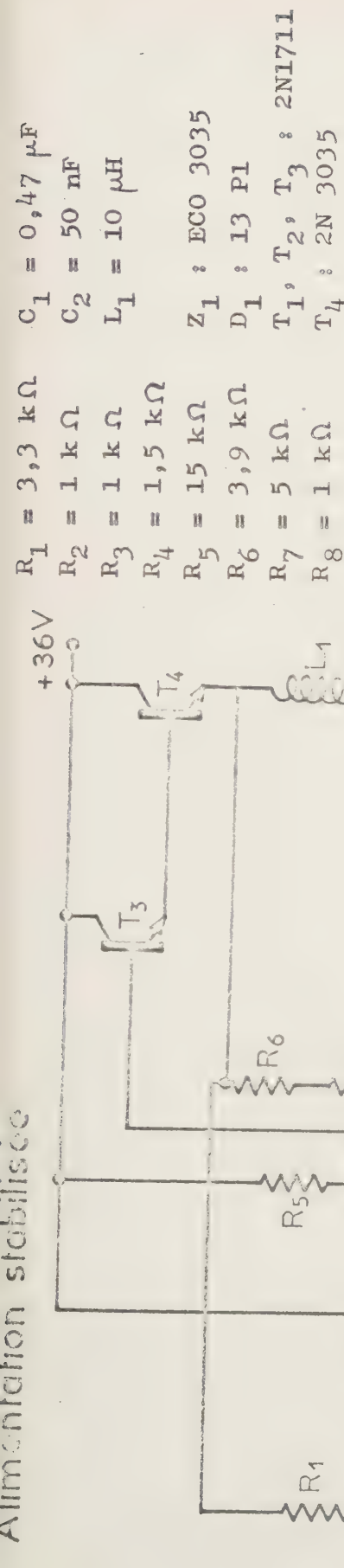
Les résultats obtenus sur le terrain montrent donc que le type de source défini dans la première version est susceptible de satisfaire à l'ensemble des performances exigées. Cependant, la transistorisation de l'oscillateur H.F. et l'amélioration de la stabilité à long terme sont souhaitables et la nouvelle version que nous allons décrire répond à ces problèmes. D'autre part, la transistorisation représente une étape nécessaire en vue de l'approche des problèmes que posent les sources de lumière pour magnétomètres marins.

2. 1. L'OSCILLATEUR TRANSISTORISE.

2. 1. 1. L'oscillateur H.F.

Le schéma retenu et donné à la figure 27 est celui d'un oscillateur direct à réaction interne. Il utilise deux transistors RCA 2N 2 876 montés en parallèle. Ce transistor NPN silicium de technique PLANAR peut dissiper 17,5 watts à 25°C boîtier et fournit 10 W H.F. à 50 MHz. Cependant le phénomène du second claquage (41) limite à des valeurs plus faibles la puissance en classe A : en effet, dans les transistors H.F. la faible épaisseur de la base tend à augmenter l'influence des défauts de surface et à déclencher des avalanches localisées qui entraînent la destruction du transistor. Cette première raison nous conduit donc à utiliser deux transistors en parallèle pour améliorer la sécurité d'utilisation. Ceci permet, d'autre part, d'obtenir une impédance de sortie de l'ordre de 40Ω , c'est-à-dire très proche de l'adaptation sur la charge. En outre, la saturation haute fréquence limitant le rendement pour les fortes intensités conduit à utiliser des tensions élevées. L'utilisation de deux transistors montés en parallèle permet donc d'obtenir un rendement satisfaisant sous une tension

Alimentation stabilisée



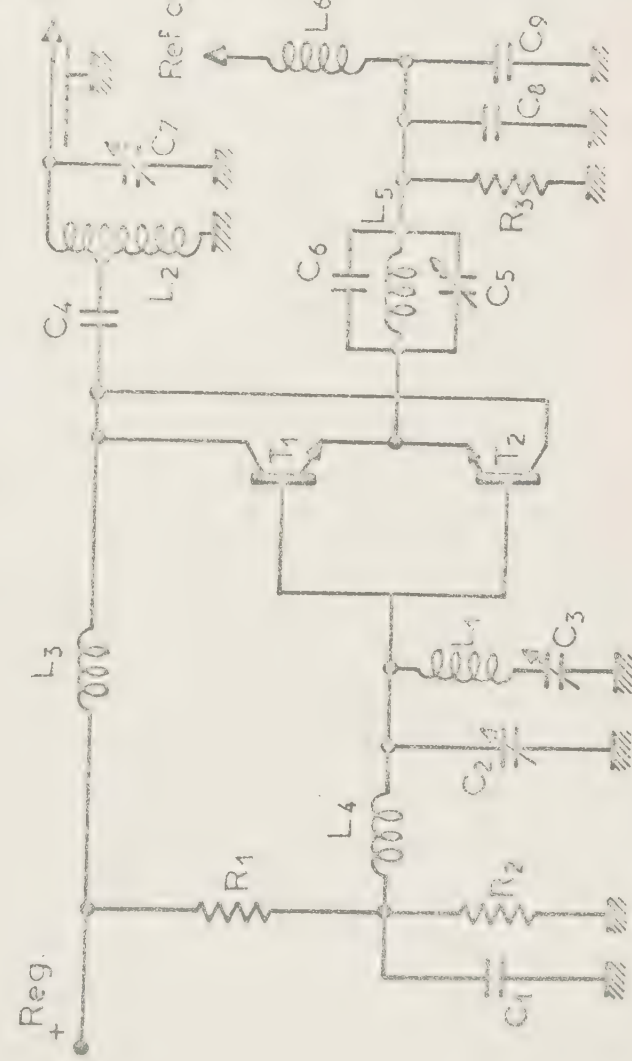
L_1 10 sp fil $\frac{10}{10}$ doré sur air 10mm
 L_2 8 sp $\frac{1}{2}$ fil $\frac{16}{10}$ sur air prise collecteur à 7 t $\frac{1}{2}$

Fig. 28

$L_3 = 10 \mu\text{H}$
 $L_4 = 3,3 \mu\text{H}$
 $L_5 = 1 \mu\text{H}$
 $L_6 = 10 \mu\text{H}$
 $C_1 = 5 \text{ nF}$
 $C_2 : 10-60 \text{ pF}$
 $C_3 : 4-30 \text{ pF}$
 $C_4 = 100 \text{ nF}$
 $C_5 : 10-60 \text{ pF}$
 $C_6 = 150 \text{ pF}$
 $C_7 : 10-60 \text{ pF}$
 $C_8 = 100 \text{ nF}$
 $C_9 = 5 \text{ nF}$

$R_1 = 820 \Omega$ 7W
 $R_2 = 100 \Omega$ 7W
 $R_3 = 4,7 \Omega$

$T_1, T_2 : 2\text{N 2876}$



Oscillateur 42 Mc

Fig. 27

d'alimentation de faible valeur.

La recherche d'un bon rendement devrait nous amener à polariser le transistor en classe B ou C. Cependant le gain en puissance est plus faible qu'en classe A et surtout le transistor est très sensible aux variations de la charge et peut être détérioré en cas de court-circuit. La classe A, bien que donnant un rendement plus faible, permettra donc d'avoir une sécurité de fonctionnement supérieure, la second étage n'étant pas à craindre par suite de l'utilisation de deux transistors en parallèle.

Le circuit accordé de base $L_1 C_2 C_3$ définit la fréquence de l'oscillateur, soit 42 MHz. Le rapport C_2/C_3 définit l'amplitude de la réaction. Le circuit de sortie est un transformateur H.F. accordé qui permet d'obtenir une forme d'onde parfaitement sinusoïdale. Les bobinages L_1 et L_2 sont réalisés en fil de cuivre doré pour éviter l'oxydation superficielle qui augmenterait la résistance en haute fréquence.

2. 1. 2. Alimentation de l'oscillateur.

Il n'est pas nécessaire d'alimenter un oscillateur de ce type à l'aide d'une alimentation stabilisée en courant car la résistance d'émetteur introduit déjà une contre-réaction d'intensité.

Nous utiliserons donc une alimentation stabilisée en tension dont le schéma (fig 28) est donné avec celui de l'oscillateur. Une diode ZENER ayant un très faible coefficient de température définit une tension de référence. La tension à réguler lui est comparée au moyen d'un amplificateur différentiel qui commande un transistor de puissance placé en série avec la charge. On notera que, pour améliorer la stabilité, la diode de référence est alimentée à partir de la tension régulée. Celle-ci est réglable à l'aide du potentiomètre R7.

Deux dispositifs annexes sont à remarquer .

- Tout d'abord, un condensateur C_1 est placé entre la base de T_2 et la masse. Lorsque la tension est appliquée, le condensateur se charge à travers R_6 et R_7 avec une constante de temps de l'ordre de 4 ms. Il s'ensuit que pendant ce temps le régulateur ne joue pas et toute la tension disponible est appliquée à l'oscillateur. Celui-ci bénéficie alors d'une "surtension à l'allumage" analogue à celle donnée par une alimentation régulée en courant et qui facilite l'amorçage de la source.
- D'autre part, le dispositif formé par C_2 et D_1 est destiné à limiter le courant délivré par l'oscillateur. En effet, cette diode se met à conduire si la tension aux bornes de la résistance d'émetteur de l'oscillateur H.F. dépasse la tension base de T_2 . Dans ce cas, le régulateur joue et la tension de sortie s'effondre. Les valeurs du schéma sont choisies de telle sorte que la limitation apparaisse pour un courant dépassant de 20 % le courant nominal, c'est-à-dire que le courant est limité à 900 mA environ. Ce système permet une protection très efficace du transistor oscillateur.

2. 1. 3. Transfert de la puissance H.F.

Le transfert de la haute fréquence est un peu plus délicat que pour les lampes car les transistors sont très sensibles à l'adaptation de la charge. Cependant, un régime satisfaisant peut être obtenu en utilisant une longueur de coaxial égale à $(2k + 1) \frac{\lambda}{16}$ pour laquelle des perturbations apportées au régime de l'oscillateur sont négligeables. La longueur de cable utilisée est alors de 87 cm. Comme dans la première version, le contrôle de l'adaptation s'effectue à l'aide d'un wattmètre directionnel qui vérifie que la puissance de retour est inférieure à 100 mW quand la puissance transmise

2. 1. 4. Réalisation pratique.

La photographie n° 9 montre l'aspect que prend la réalisation de l'émetteur 42 MHz dans sa version transistorisée. L'oscillateur et l'alimentation sont réunis dans un même boîtier avec interposition d'un blindage entre les deux parties. Les joues extrêmes servent de radiateurs aux transistors de puissance ballast et haute fréquence. Un support en plastique permet la fixation de l'ensemble sur le bati des magnétomètres. Cinq exemplaires de ce type ont été réalisés à ce jour et ont servi à effectuer des mesures sur le terrain.

2. 1. 5. Performances de l'oscillateur.

L'ensemble oscillateur est alimenté soit à partir d'une alimentation secteur 36 volts, 1 ampère, soit à partir d'une batterie de 6 accumulateurs SONNENSHEIN 6 volts, 8 Ah qui assurent une autonomie de 10 heures. Une alimentation 36 volts simplifiée a été réalisée pour être incluse dans l'électronique des magnétomètres. Elle est composée d'un ensemble redresseur fournissant après filtrage 45 V continu. Un transistor ballast avec une diode ZENER dans sa base stabilise la tension à la valeur voulue. La tension d'ondulation avec ce schéma simplifié ne dépasse pas 20 mV pour un débit de 1 ampère. La tension de sortie dérive de $\pm 0,25\%$ lorsque le débit croît de 0 à 1 ampère. La dérive en température est de 700 mV pour 20°C.

L'alimentation propre à l'oscillateur améliore ces performances et les rend suffisantes. La tension régulée est alors indépendante de la tension d'alimentation entre 35 et 50 volts.

L'ensemble oscillateur et alimentation a été passé en étuve et a fourni les résultats suivants lorsque la charge est constituée par une source H.F. réglée au fonctionnement optimum :



Temp. °C	I alim. mA	P _{HF} W	Fosc. MHz
5	780	6,8	41,350
25	760	6,9	41,390
40	730	7,1	41,500

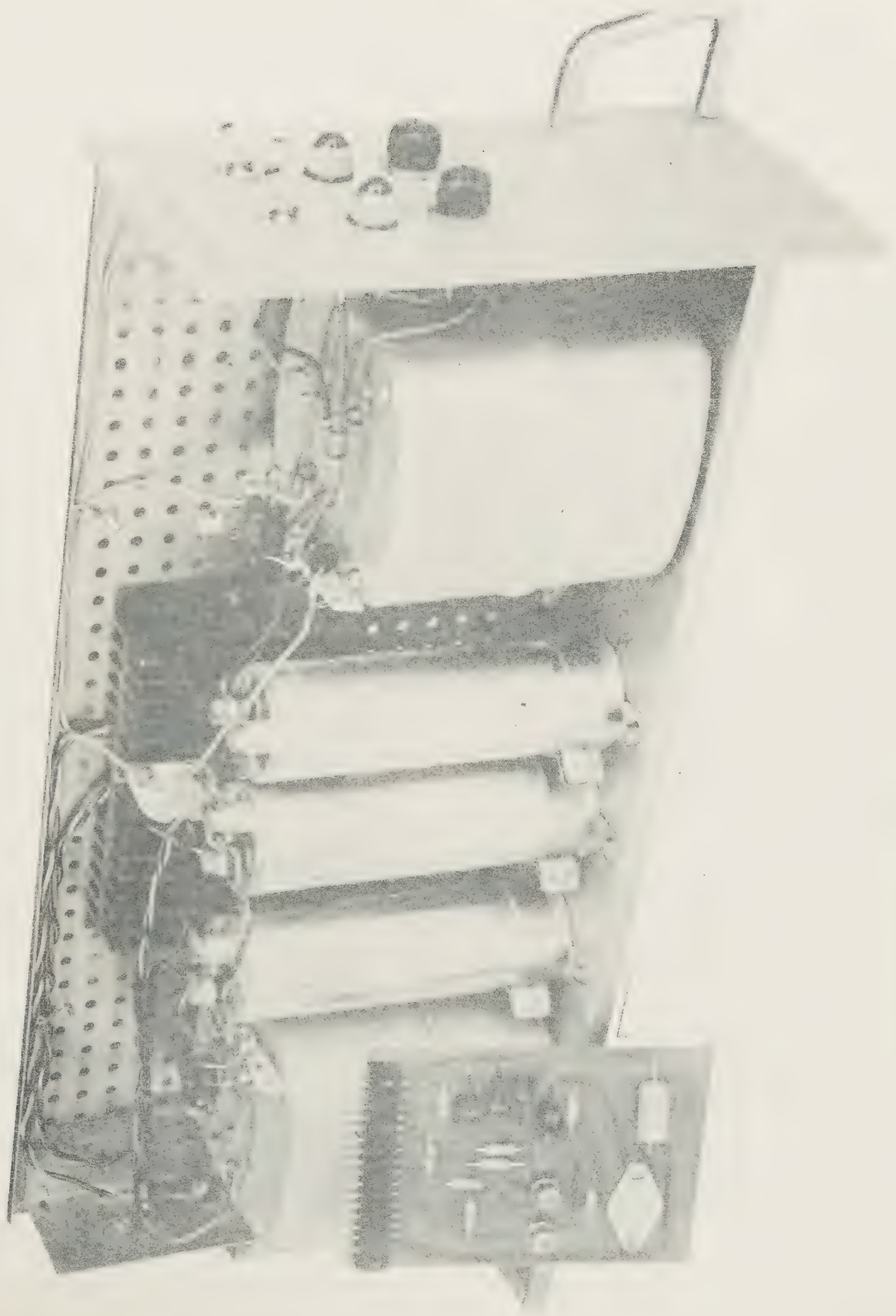
Ces valeurs permettent d'obtenir sur le terrain des performances satisfaisantes, non entachées de dérives dues à l'oscillateur H.F.

Le rendement collecteur des transistors H.F. est de l'ordre de 40 %, mais la présence de l'alimentation de l'oscillateur amène le rendement global à 25 % environ. La puissance H.F. délivrée par l'oscillateur est réglable à partir de la tension d'alimentation entre 2 et 10 watts, la valeur usuelle étant de 6 watts.

2. 2. Régulateurs thermiques.

L'utilisation des régulateurs thermiques du premier type a montré que ce système possédait deux points faibles :

- tout d'abord la fourchette de température obtenue est très étroite à cause de l'utilisation de CTP et le réglage optimum de la température étant trop sensible est difficile à réaliser.
- D'autre part, l'utilisation de CTP donne de très grandes valeurs aux résistances de base et l'on montre facilement que la stabilité en température d'un amplificateur différentiel n'est bonne que si la résistance de base est inférieure ou égale à la résistance d'émetteur.



La mise au point par C.I.C.E. de nouvelles CTN de haute stabilité a permis de résoudre ces problèmes. Les CTP sont remplacées par des CTN type BA 360. Elles se présentent sous la forme de perles de 3,6 mm de diamètre, utilisables jusqu'à 250°C et pratiquement amagnétiques. La perturbation magnétique apportée ne dépasse pas $1/100 \gamma$ à 10 cm de la cellule de résonance. D'autre part, leur valeur de 30 K Ω à 80°C les amène à 3K Ω environ à la température d'utilisation ce qui est tout à fait compatible avec une bonne stabilité en température de l'amplificateur différentiel.

Nous avons dit que la perturbation apportée par le chauffage en tout ou rien était de l'ordre de $1/4 \gamma$. L'ondulation de la régulation ne dépasse pas alors $1/100 \gamma$. La dérive introduite par une variation de 10°C du régulateur ne dépasse pas $1/20 \gamma$.

Ce nouveau régulateur est réalisé sous la forme d'un circuit imprimé représenté sur la photographie n° 10. Elle montre aussi le tiroir d'alimentation fournissant la puissance de chauffage et l'alimentation 36 volts de l'oscillateur H.F.

2. 3. LA SOURCE PROPREMENT DITE.

=====

La conclusion du chapitre précédent a montré que le point faible de la source était l'insuffisance de la stabilité à long terme.

Pour remédier à ce défaut, nous avons envisagé la création d'un point froid de grandes dimensions communiquant assez largement avec le corps de la source. Cette idée a donné lieu à trois réalisations dont seule la dernière répond de façon satisfaisante au problème.

La première solution faisait appel à une source cylindrique assez longue montrée à gauche sur la photographie n°11.



Le tiers inférieur de cette source (n° 1) était immergé dans un bain d'huile aux silicones contenu dans un four en Teflon. Ce bain était chauffé à l'aide d'un fil résistant immergé et la température du bain était réglée. Ce système assurait un point froid de très grandes dimensions mais s'est montré tout à fait inutilisable dans des conditions de terrain.

La deuxième solution remplaçait le bain d'huile par une masse métallique importante chauffée à l'aide d'un bobinage en Thermocoax et recevant dans un rodage une source du type 2 montrée sur la photographie. Cette source est réalisée à partir d'un rodage male n° 1 de conicité 1/10. Un excellent contact thermique est ainsi assuré entre la source et le four et un point froid annulaire de 5 mm de hauteur est obtenu. Une thermistance est introduite dans la masse métallique au niveau du point froid et on obtient ainsi une régulation de température très précise. Le potassium prend alors sa position définitive en moins d'une heure et une excellente stabilité lumineuse est obtenue. Cependant, la puissance nécessaire à chauffer le queusot est très importante bien que le four soit gainé de Teflon. D'autre part, la constante de temps de mise en température est grande et dépasse 1/2 heure. Corrélativement, le refroidissement du queusot est très lent. Il s'ensuit que si l'on coupe simultanément le chauffage four et l'excitation H.F., le potassium distille vers le corps de la source qui se refroidit très vite.

Une troisième solution permet alors d'obtenir un compromis entre la source de la première version et la source à rodage précédente. Elle est représentée sur la photographie par le type 3. On utilise un rodage n° 0. L'aspect de la source est très semblable à celui de la première version, mais le point froid est constitué à proximité immédiate du corps de la source ce qui réduit la constante de temps de diffusion des atomes de potassium. Le point froid réalisé se présente sous la forme d'une couronne circulaire de 3 à 4 mm de hauteur. La réduction du four permet de n'utiliser qu'une puissance raisonnable.

2. 4. ENSEMBLE DE SOURCE.

=====

Un nouvel ensemble de source a été réalisé pour recevoir ce nouveau type de source à rodage.

La photographie n° 12 représente sur la ligne supérieure le nouvel ensemble de source. Sur la ligne inférieure est montré l'éclatement du nouveau four.

2. 4. 1. Le four.

Il est constitué sur le même principe que celui de la première version. Cependant, au lieu de recevoir en son centre la source nue, il reçoit une pièce métallique qui assure un contact thermique étroit avec le queue-sot de la source.

La photographie n° 12 montre sur la ligne inférieure l'éclatement du four. On distingue le four proprement dit avec le bobinage chauffant réalisé en fil 15/10 mm sur une paroi de Teflon de l'ordre de 0,5 mm d'épaisseur. La partie arrière du four est moulée dans l'araldite pour assurer une protection mécanique excellente des connexions. La sonde à thermistance non visible est ici simplement constituée d'une CTN C.I.C.E. type BA 360. Elle pénètre à l'intérieur du four par un trou percé à sa base.

A l'intérieur du four pénètre à frottement doux un cylindre de laiton. Celui-ci est représenté à droite sur la photographie. Il assure avec une rondelle de laiton située au fond du four un contact thermique de façon à ce que la thermistance soit située à l'intérieur de la cavité ainsi constituée. On peut donc estimer que dans cette cavité le gradient est tout à fait réduit et que la thermistance indique à 2 ou 3°C près la température du point froid. Le cylindre métallique est percé d'un trou conique recevant le rodage mûle formant le queue-sot de

la source. La partie avant du cylindre a une forme étudiée pour assurer l'existence d'un point froid dans la partie rodée du queusot : en effet, la température dans le corps de la source étant supérieure à celle du queusot, si le chauffage du four était parfaitement uniforme, le point froid se situerait à l'extrémité du queusot. On arrête alors le bobinage chauffant un peu avant l'extrémité antérieure du four et on fait sortir légèrement à l'extérieur la partie avant du cylindre métallique. De cette façon, le point froid se situe dans la zone voulue.

Un capot en Teflon figuré au centre de la photo assure la protection thermique de l'ensemble.

2. 4. 2. Support de source.

Le support de source est constitué d'une plaque de base de laiton de 90 mm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur. A sa partie inférieure est brasé un tube de laiton de 2 mm de paroi recevant à frottement doux le four décrit précédemment. Un bouchon moleté maintient celui-ci en place dans le tube.

Sur sa partie supérieure, une couronne reçoit à frottement doux le blindage constitué de manière identique à celle de la première version. A l'intérieur du cercle ainsi défini sont mis en place le bobinage d'excitation, le condensateur d'accord type JOHNSON 1901 et la prise BNC assurant la liaison avec le coaxial de transfert. La prise H.F. est réalisée au $1/4$ du bobinage à travers un condensateur au mica de 200 pF. La masse de la H.F. est constituée par le support en laiton.

Ce support se fixe, pour les magnétomètres, à l'extrémité d'un tube en plastique de 1 cm de paroi qui assure la protection thermique désirée. Il s'adapte de même sur le support en permali du banc de pompage optique décrit dans la première partie.



2. 4. 3. Résultats.

La puissance nécessaire au chauffage de ce four reste raisonnable. Dans une ambiante de 25°C elle est de 6 W environ. La puissance disponible au démarrage est de 15 W. Elle assure donc le fonctionnement dans une température ambiante de 0°C. La mise en température est relativement rapide et l'équilibre peut-être considéré comme acquis au bout de 15 mm dans une ambiante de 25°C. La constante de temps de refroidissement est suffisamment faible pour que la lumière utile disparaisse en 4 minutes après l'arrêt du chauffage du four. Bien qu'il soit conseillé de laisser l'excitation H.F. pendant ce temps, cela n'est pas rigoureusement indispensable.

Le temps de regroupement du potassium au point froid est de l'ordre de 2 à 3 heures et à partir de ce moment aucune migration n'est plus à craindre.

2. 5. PERFORMANCES DE LA VERSION TRANSISTORISEE.

Cinq exemplaires de l'oscillateur de source transistorisé ont été réalisés, ainsi que trois ensembles de sources et régulateurs thermiques. Ceux-ci ont permis d'équiper trois magnétomètres à pompage optique avec cette nouvelle version. L'exploitation de ces magnétomètres sur le terrain depuis Juillet 1966 a permis, en ce qui concerne les sources de tirer les conclusions suivantes :

- L'utilisation de l'oscillateur à transistor n'affecte pas les performances définies par l'oscillateur à lampe.
- Grande facilité d'allumage
- Faible constante de temps de mise en route
- Grande facilité de réglage de la température du queusot

- Excellente stabilité à long terme.

Sur ce dernier point, on n'a pas pu constater de dérive mesurable lors d'un fonctionnement continu d'une durée supérieure à une semaine. Ceci exclut, bien entendu, la période normale de formation de la source neuve durant 2 ou 3 heures. Aucune retouche de la température du quaiusset n'est à effectuer au cours du temps à partir du moment où le réglage est correct. Si un arrêt d'une durée quelconque a lieu, l'intensité lumineuse reprend une valeur identique à condition toutefois que la valeur de la puissance H.F. soit la même et qu'aucun déplacement mécanique de la source n'ait eu lieu. Si on remplace la source par une autre, il s'avère que le réglage a rarement à être retouché à condition d'attendre que cette nouvelle source ait atteint son équilibre.

La durée de vie est probablement supérieure à 500 h. En pratique, aucune source dans des conditions normales de fonctionnement n'a acquis cette ancienneté. Un certain nombre de sources ayant 300 h. fonctionnent actuellement sans qu'aucune modification de leurs caractéristiques ait pu être mise en évidence. Le brunissement intense accompagnant les sources non lavées à l'acide fluorhydrique ne semble pas affecter de façon appréciable l'intensité lumineuse. De même, une source lavée ayant 100 h de fonctionnement donne des performances identiques aux sources neuves.

Cependant les sources peuvent voir leur durée de vie réduite dans deux cas :

- distillations accidentelles dues à une fausse manoeuvre
- surtout puissance H.F. trop élevée.

En pratique, la puissance H.F. ne doit pas dépasser 7 watts. A 8 watts la durée de vie peut être réduite à quelques dizaines d'heures par accélération de la consommation du Potassium par la paroi.

3. VERSION MINIATURE.

Une version miniature de la source décrite au paragraphe précédent a été étudiée en vue d'équiper des magnétomètres marins. Le but de cette nouvelle réalisation est d'obtenir une consommation d'énergie minimum puisque le magnétomètre doit être alimenté sur batterie. La solution proposée est double : elle fait d'abord appel à une miniaturisation en vue de diminuer les besoins en puissance, elle recherche ensuite l'amélioration du rendement.

3. 1. LA SOURCE .

=====

La photo n° 12 montre à sa droite deux sources de faibles dimensions.

La première est réalisée avec un rodage formant queusot identique à celui utilisé dans les sources version transistorisée décrites au chapitre IV. 2. Par contre, le corps de la source est réduit à un diamètre de 12 mm au lieu de 18. La longueur du corps est légèrement diminuée. Cette forme permet une réduction de la puissance H.F. mais ne modifie pas la puissance de chauffage du queusot.

La deuxième source représente une réduction exacte de la source décrite au paragraphe 3. 2. Le queusot est ici formé d'un rodage n° 00. Ceci permet alors de réduire fortement les dimensions du four, donc la puissance nécessaire au chauffage queusot.

Les côtes retenues sont notées sur le schéma ci-après.

les nouvelles valeurs des éléments.

Le montage est alimenté directement à partir d'une batterie d'accumulateurs. Deux solutions sont possibles :

- Batterie de $5 \times 6\text{v} = 30\text{ v}$. 8 Ah. Le débit est alors de 300 mA environ. L'autonomie assurée est de 26 heures. Le rendement obtenu atteignant 45 %, la puissance H.F. disponible est de 4 watts environ.
- Batterie de $6 \times 6\text{v} = 36\text{ v}$ 8 Ah. Cette valeur permet d'insérer entre la batterie et l'oscillateur un transistor qui peut jouer le rôle d'interrupteur électronique et de limiteur de courant. L'oscillateur est ainsi protégé contre les accidents. On peut alors disposer d'une tension de 34 v environ pour alimenter l'oscillateur. Si le débit est de 260 mA avec un rendement de 45 % la puissance disponible atteint 4 watts avec une autonomie supérieure à 30 h.

NOMENCLATURE

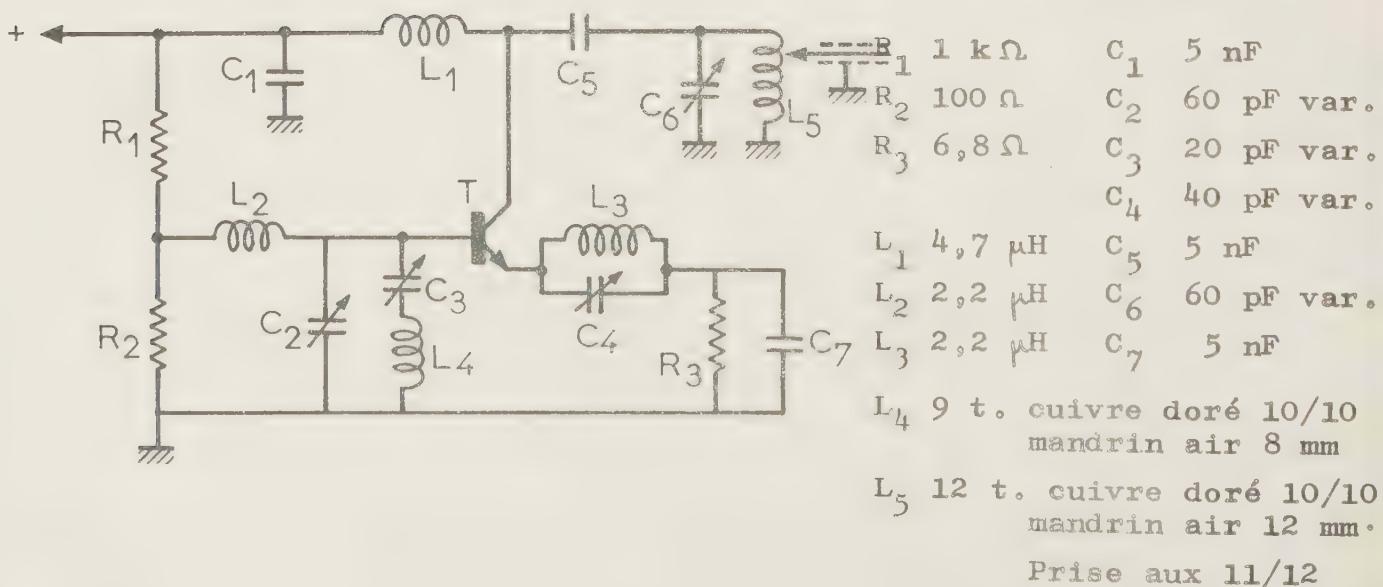


Fig.30 _ Oscillateur 90 MHz

T : 2 N 2876

3. 3. 3. Conclusions.

Un oscillateur expérimental a été construit pour effectuer des expériences préliminaires sur ce problème. Il permet d'obtenir une autonomie suffisante dépassant 24 heures pour la même alimentation que l'oscillateur transistorisé 42 MHz qui ne donnait que 10 h d'autonomie.

La source miniature réalisée a été excitée à l'aide de cet oscillateur. Le bobinage d'excitation est formé de 5 spires de cuivre doré de 10/10 mm avec prise au 1/4. L'excitation a lieu avec transfert par coaxial. L'allumage de la source est instantané même si la puissance H.F. descend à 2,5 watts. Aucune distillation n'est notée si la puissance H.F. est 3 watts. Une puissance de 3,5 à 4 watts paraît donc suffisante pour donner un fonctionnement sûr.

Le problème du chauffage du queusot n'a pas pu être encore étudié. Il semble que la puissance nécessaire à l'entretien de la température voulue peut être amenée à une valeur n'excédant pas 4 watts. La puissance nécessaire au démarrage peut donc être ramenée à 8 watts environ.

Pour effectuer l'étude de cette source en lumière utile on a simplement réalisé un double cône en laiton réalisant la jonction entre le queusot de celle-ci et le four de la source classique à transistor.

Le fonctionnement s'avère tout à fait comparable avec celui des sources normales. L'intensité de la lumière utile obtenue est d'environ 25 % moins grande que dans le cas des sources normales. La section de la source miniature étant 2 fois plus petite que l'autre, il semblerait que la collection de lumière et le parallélisme du faisceau réalisés soient améliorés par l'utilisation d'une source plus ponctuelle. à condition de supposer que l'état d'excitation de la source est comparable.

La solution proposée semble donc tout à fait viable. Cependant une étude plus poussée sera nécessaire pour s'assurer des performances optimales.

C O N C L U S I O N

Nous avons essayé dans cette étude d'envisager les multiples aspects d'une source de lumière excitée en haute fréquence. Les problèmes physiques soulevés font aussi bien appel à l'électronique qu'à la spectroscopie ou à la physique atomique. Cependant, le besoin d'aboutir à une solution utilisable dans les magnétomètres à pompage optique n'a pas permis de donner à cette étude des développements d'intérêt certain quoique moins immédiat. Une étude plus systématique aurait par exemple permis de mieux juger l'influence de la fréquence d'excitation ou de la pression du gaz tampon. Il est probable que des progrès peuvent encore être réalisés en essayant de diminuer l'auto-absorption des raies d'émission, phénomène qui dégrade considérablement les performances obtenues. Ces études complémentaires ne pouvaient en réalité être entreprises de façon rentable qu'à partir du moment où une connaissance et une maîtrise suffisantes de la décharge haute fréquence seraient acquises. Nous espérons que cette étude permettra d'envisager de tels développements qui se traduiront par de nouveaux progrès.

La source de lumière réalisée à partir de ce travail dans sa version transistorisée a été utilisée dans des magnétomètres à pompage optique pour obtenir des enregistrements géomagnétiques. La sensibilité de ces appareils est avant tout limitée par les performances optiques. La haute intensité émise, le faible bruit lumineux et la stabilité de la source ont permis d'obtenir un bruit de fond crête à crête ne dépassant pas $2 \cdot 10^{-2} \gamma$. L'excellente stabilité à long terme et la grande durée de vie de la source permettent de réaliser des enregistrements géomagnétiques dont la durée peut dépasser plusieurs jours avec une très faible dérive. Ces performances sont de première importance dans l'étude des phénomènes lents ou très lents tels que la variation magnétique diurne.

L'appareil a été conçu dans un but géophysique de telle sorte qu'il bénéficie d'une grande sûreté de fonctionnement dans une utilisation sur le terrain. Le développement de cette étude en vue d'équiper des magnétomètres marins permettra de rendre ce matériel tout à fait opérationnel et susceptible d'être appliqué à la prospection géophysique.

B I B L I O G R A P H I E

POMPAGE OPTIQUE

=====

- | | | | | |
|-----|------------------------|---|---------|--------|
| (1) | A. KASTLER | J. Phys. Rad. t 11 | p. 255 | (1950) |
| (2) | L. MALNAR & JP MOSNIER | Ann. Radioélec. 16 | n° 63-3 | (1961) |
| (3) | H.C. DEHMELT | Phys. Rev. t. 103 | p. 1125 | (1956) |
| (4) | H.C. DEHMELT | Phys. Rev. t. 105 | p. 1487 | (1957) |
| (5) | E.B. ALEXANDROV | (C.R. 3ème Conf. Int.
Electr. Quantique | p. 299 | |
| | V.A. KCHODOVOJ | | | |

SOURCES DE LUMIERE

=====

- | | | | | |
|------|-------------------------|--------------------------------------|-------------|--------|
| (6) | BELL, BLOOM & LYNCH. | Rev. Sci. Inst. | 32-6-688 | (1961) |
| (7) | R.G. BREWER | Rev. Sci. Inst. | 32-12-1356 | (1961) |
| (8) | L.W. PARSONS & ZM WIATR | J. Sci. Inst. | p. 292 Fév. | (1962) |
| (9) | V.B. GERARD | J. Sci. Inst. | 39. p 217 | (1962) |
| (10) | F.A. FRANZ | Rev. Sci. Inst. | p. 589 Mars | (1963) |
| (11) | USHER STUART HALL | J. Sci. Inst. | 41-544 | (1964) |
| (12) | ATKINSON CHAPMAN | (J. Opt. Soc. Am. | 55-10-1269 | (1965) |
| | KRAUSE | | | |
| (13) | GOURBER | C.R. 3ème Conf. Int. Elec. Quantique | p. 325 | |

SPECTROSCOPIE.

=====

- | | | | | |
|------|-----------------------|---------------------------|----------|--------|
| (26) | R.D. COWAN & GH DIEKE | Rev. Mod. Phys. | 20-2-418 | (1948) |
| (27) | A. KASTLER | Optique | Masson | (1959) |
| (28) | HANDBOOK of CHEMISTRY | and PHYSICS | | |
| | | Chemical Rubber Publ. Co. | | (1950) |

DECHARGE HAUTE FREQUENCE

=====

- | | | | | |
|------|-----------------------|------------------------------------|-------------------|--------|
| (14) | JJ. THOMSON | Phil. Mag. S. 7 vol. 4 | 1128 | (1927) |
| (15) | F. ESCLANGON | Thèse Paris | | (1934) |
| (16) | F. ESCLANGON | Rev. Optique | 11-399 | (1932) |
| (17) | M. LAPORTE | Déch. Electr. ds les gaz | | |
| | | A. Colin Paris | | (1948) |
| (18) | L.B. LOEB | Basic Processes of Gaseous Electr. | | |
| | | Univ. Of Calif. Press | | (1955) |
| (19) | F. CABANNES | Ann. Phys. S. 12 Vol 10, | 1027 | (1955) |
| (20) | G.I. BABAT | J. Inst. Elec. Eng. | 94-27 | (1947) |
| (21) | D. BLANC & A. DEGEILH | J. Phys. Rad. | 22-230 | (1961) |
| (22) | A. DEGEILH | Thèse Toulouse | | (1962) |
| (23) | R. GEIGER | Ann. der Phys. | 22-973 | (1907) |
| (24) | Von Engel | Ionised Gases | Oxford Univ Press | (1965) |

- (25) L. HALLAND The properties of CHAPMAN & HALL (1964)
 Glass Surfaces

PHOTOELECTRICITE

=====

- (29) VK ZWORYKIN (Photoelectricity John WILEY (1950)
 EG RAMBERG) and its application
- (30) DESVIGNES Coll. Int. Semi-Conduct. T.I. p 571 CHIRON 1961
 (31) BEAUZEE " T.I. p 615 CHIRON 1961
 (32) DAUGUET La détection des Rad. I.R. DUNOD (1964)
 et ses applications
- (33) L'ONDE ELECTRIQUE n° 392 Nov. (1959)
 (34) ACTA ELECTRONICA Vol 5 n° 33 et n° 4 (1961)
 (35) LA RADIOTECHNIQUE Les tubes photomultiplicateurs.

ELECTRONIQUE

=====

- (36) A.H. BECK Handbook of Vacuum Physics Vol. 3 PERGAMON PRESS LTD (1966)
- (37) R. CHAMPEIX Phys. & Techn. Tubes Electr. DUNOD (1958)
 (38) G. THALMANN Electr et Radioélectr. DUNOD (1964)
 (39) SHEA Principe des circ. à Transist. DUNOD (1956)
 (40) GRABOWSKI Cours Transistors GAUTHIER VILLARS (1964)
 (41) J. SENERET Onde Electrique 456-311 (1965)
 (42) P. PARMENTIER " 456-318 (1965)
 (43) P. PARIS & JM PEUTIN " 456-328 (1965)

